

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR L'OBTENTION DU

GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RAYMOND GOETHALS

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DIFFUSEURS
EN VUE DE L'APPLICATION AUX SOUFFLERIES AÉRODYNAMIQUES SUBSONIQUES

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE DES EXTENSOMÈTRES A FIL RÉSISTANT

Soutenues le 21 mai 1948 devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. FOCH,	{	Président.
		PÉRÈS		Examinateurs.
		TOUSSAINT		

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR L'OBTENTION DU

GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RAYMOND GOETHALS



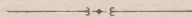
1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DIFFUSEURS
EN VUE DE L'APPLICATION AUX SOUFFLERIES AÉRODYNAMIQUES SUBSONIQUES

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ
ÉTUDE DES EXTENSOMÈTRES A FIL RÉSISTANT

Soutenues le 21 mai 1948 devant la Commission d'Examen



Jury	{	MM. FOCH,	{	Président.
		PÉRÈS		Examineurs.
		TOUSSAINT		



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DIFFUSEURS
EN VUE DE L'APPLICATION AUX SOUFFLERIES
AÉRODYNAMIQUES SUBSONIQUES

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. CABANNES

PROFESSEURS

L. BLARINGHEM.	T	Botanique.	PRÉVOST	Chimie organique.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	BOULIGAND	T Application de l'analyse à la géométrie.
C. MAUGUIN	T	Minéralogie.	CHAUDRON	T Chimie.
A. DENJOY	T	Théorie des fonctions et topologie.	WYART	Minéralogie.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	TEISSIER	T Zoologie.
E. DARMOIS	T	Enseignement de physique.	MANGENOT	T Biologie végétale.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	P. AUGER	T Physique quantique et relativité.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	MONNIER	Physiologie générale.
Ch. JACOB	T	Géologie.	PIVETEAU	Géologie.
P. PASCAL	T	Chimie générale.	ROCARD	T Physique.
M. FRÉCHET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	H. CARTAN	Calcul différentiel.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	SCHAEFFER	T Physiologie des fonctions.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	LAFFITTE	Chimie (P.C.B.).
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	FAVARD	Calcul des probabilités et physique-mathématique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	COULOMB	T Physique du globe.
JOB	T	Chimie générale.	M ^{lle} COUSIN	Biologie animale (P.C.B.).
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.	CHRÉTIEN	Chimie (P.C.B.).
VILLEY	T	Mécanique appliquée.	DRACH	Zoologie.
COMBES	T	Physiologie végétale.	KASTLER	Physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	CHATELET	T Arithmétique et théorie des nombres.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	EPHRUSSI	T Génétique.
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	WURMSER	T Biologie physico-chimique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	BAUER	T Chimie-physique.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	RIVIÈRE	Géologie (P.C.B.).
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	GAUTHERET	Biologie végétale (P.C.B.).
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	LUCAS	Physique.
CHAZY	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	Max MORAND	Physique.
H. GAULT	T	Chimie appliquée.	ARNULF	Optique appliquée.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	A. THOMAS	Évolution des êtres organisés.
DUPONT	T	Théories chimiques.	SOLEILLET	Physique.
VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.	FORTIER	Mécanique expérimentale des fluides.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	DANJON	T Astronomie.
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	FROMAGEOT	Chimie biologique.
G. DARMOIS	T	Mathématiques générales.	LAPORTE	Physique générale et radio-activité.
Jacques BOURCART		Géographie physique et géologie dynamique.	JANET	Mathématiques générales.
AUBEL	T	Chimie biologique.	PETIT	T Biologie maritime.
M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique générale et radio-activité.	QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
PLANTEFOL	T	Botanique.	GALLIEN	Biologie animale (P.C.B.).
CABANNES	T	Recherches physiques.	EICHORN	Biologie végétale (P.C.B.).
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	DE CUGNAC	Biologie végétale (P.C.B.).
			LAVAL	Physique (P.C.B.).
			M ^{lle} CAUCHOIS	Chimie-physique.
			THELLIER	Physique du globe.
			AUDUBERT	Électrochimie.
			L'HÉRITIER	Génétique.

Secrétaire Ch. MONIER



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547114_0012

A Monsieur Albert TOUSSAINT

Directeur de l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr

Professeur à la Sorbonne

et au Conservatoire des Arts et Métiers

Hommage respectueux et reconnaissant

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
INTRODUCTION	1
CHAPITRE PREMIER	
1,1 Généralités. Les diffuseurs, les moyens d'action sur l'écoulement aérodynamique	3
1,2 Les équations théoriques	4
1,3 Les coefficients caractéristiques	8
CHAPITRE II	
2,1 Étude d'un diffuseur de $24^{\circ} 30'$ avec diverses formes de fentes	17
I. — Dispositif expérimental	17
II. — Les diverses formes de fentes étudiées	18
III. — Paramètres	20
IV. — Expériences et résultats	21
V. — Conclusion	30
2,2 Étude d'une maquette de soufflerie sonique munie d'un diffuseur à fentes	30
I. — Dispositif expérimental	30
II. — Les diverses maquettes essayées, expériences et résultats	33
1. Diffuseur de 7°	34
2. Diffuseur de 30°	35
3. Premier diffuseur $8^{\circ}/30^{\circ}$	36
4. Diffuseur à génératrices curvilignes	40
5. Modifications du premier $8^{\circ}/30^{\circ}$	42
6. Diffuseur de $7^{\circ}/30^{\circ}$	44
7. Diffuseur de $9^{\circ}/30^{\circ}$	45
8. Diffuseur de $8^{\circ}/13^{\circ}/30^{\circ}$	46
9. Deuxième diffuseur $8^{\circ}/30^{\circ}$	47
10. Diffuseur $8^{\circ}/40^{\circ}$	48
11. Diffuseur $8^{\circ}/50^{\circ}$	48
III. — Tableau récapitulatif	49
IV. — Débit des fentes et coefficient d'utilisation	50
V. — Conclusion	56
VI. — Additif. Diffuseurs de $16^{\circ}/30^{\circ}$ et $24^{\circ}/30^{\circ}$	56
CHAPITRE III	
3,1 Étude d'un diffuseur de 7° et critique de certaines méthodes de calcul actuelles ..	61
3,2 Méthode de calcul des diffuseurs	64
I. — L'évolution du profil des vitesses dans les diffuseurs	66
1. Dispositif expérimental	66
2. Les appareils de mesure	66

	PAGES
3. Expériences et résultats	67
4. Équations du profil des vitesses	71
5. Évolution des couches limites	73
6. Évolution de la vitesse et de la pression statique suivant l'axe	77
II. — Le coefficient global de perte de charge χ	81
III. — Le coefficient local de perte de charge λ	87
IV. — Influence du nombre de Reynolds	91
V. — Influence du nombre de Mach	94
VI. — Calcul des diffuseurs	98

CHAPITRE IV

4,1 Utilisation de cols soniques dans les souffleries à grandes vitesses infrasoniques .	107
4,2 Écoulement dans un tuyau cylindrique en régime turbulent évolutif	108
I. — Expériences à faible vitesse	111
1. Dispositif expérimental	111
2. Les instruments de mesure	112
3. Expériences et résultats	112
Épaississement des couches limites	112
Profil des vitesses	112
Pertes de charge	115
Évolution de la pression statique	117
II. — Expériences à grande vitesse	119
1. Dispositif expérimental	119
2. Résultats expérimentaux et discussion	121
4,3 Influence de l'humidité de l'air sur les écoulements à grande vitesse	123
I. — La notion d'humidité relative et sa mesure	124
II. — La pression de vapeur d'eau saturante, fonction de la température	125
III. — Conditions pour empêcher toute condensation au cours de la détente ...	126
IV. — Étude de l'écoulement avec condensation	128
V. — Comparaison avec des résultats expérimentaux	137
VI. — Conclusion	137
4,4 Généralités sur les couches limites	138

APPENDICE

Les indications de la forme (a....) renvoient à la page correspondante de l'appendice

INTRODUCTION

Le bilan énergétique d'une soufflerie montre que les pertes de charge y sont localisées dans la veine d'expériences et surtout dans le diffuseur. Dans ce dernier, elles sont dues surtout au fait que l'écoulement s'oppose au gradient de pression, ce qui le rend instable au voisinage des parois et tend à provoquer des décollements. Dans le but de minimiser ces pertes d'énergie, on a été conduit jusqu'à présent à utiliser des diffuseurs d'angle relativement faible (7°), d'où des souffleries très longues et d'un prix de revient élevé.

Par analogie avec les « ailes à fentes » pour avions, nous avons essayé des « diffuseurs à fentes » dont le fonctionnement est entièrement automatique, la soufflerie fonctionnant par aspiration, la pression à l'intérieur de la tuyère est inférieure à la pression atmosphérique; le fluide entrant par la fente fournit de l'énergie au voisinage des parois et, par là, lutte contre le décollement. Ceci nous a permis d'utiliser dans de bonnes conditions des diffuseurs d'angle supérieur à 7° .

Nous avons étudié d'abord, sur une petite soufflerie de 0,50 m de diamètre, munie d'un diffuseur de 24° , diverses formes possibles pour la fente située à la liaison veine-diffuseur. Devant les résultats encourageants obtenus nous avons, sur le même principe et avec la forme de fente optimum, étudié une maquette de soufflerie sonique. Nous y avons monté une douzaine de diffuseurs différents (dont un diffuseur classique de 7° à titre de comparaison) et nous avons cherché les positions et largeurs de fentes correspondant au minimum de pertes de charge. Le diffuseur optimum nous a permis d'atteindre un coefficient de buse de la soufflerie de 9,5 (pour $0,5 < M < 0,75$), ce qui est équivalent à ce que nous donnait le diffuseur de 7° , mais la longueur de notre diffuseur à fentes est seulement 44 % de celle du 7° . En tenant compte de la nécessité de refroidir l'air des souffleries à retour à grande vitesse, le procédé utilisé se montre particulièrement avantageux. La stabilité de veine est égale à celle obtenue habituellement, elle est parfaite pour le nombre de Mach de réglage de la tuyère grâce à la présence d'un col sonique.

Nous avons étudié ensuite l'évolution des couches limites dans les diffuseurs, nous avons montré que le profil des vitesses dans la couche limite peut admettre une représentation de la forme :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \left(\frac{y}{\delta} \right)$$

(V, vitesse locale; $V_{\max}$, vitesse maximum dans la section considérée; y, distance à la paroi; δ , épaisseur de la couche limite). A partir de cette loi et de la loi de croissance des couches limites, nous avons établi une méthode de calcul aérodynamique des diffuseurs.

Enfin, après avoir noté les possibilités d'utilisation de cols soniques dans les souffleries à grandes vitesses infrasoniques pour fixer avec précision la vitesse dans la veine, nous avons discuté les lois de l'écoulement turbulent dans les tuyaux en régime établi (en ce qui concerne les pertes de charge) et la légitimité de leur application au régime évolutif, qui est le cas des veines d'expériences des souffleries, et ce, jusqu'à des nombres de Mach voisins de 1. Nous avons aussi essayé de prévoir l'influence de l'humidité atmosphérique sur le fonctionnement des souffleries à grandes vitesses et plus particulièrement sur le nombre de Mach limite à obtenir dans une veine suivie d'un col sonique. Pour terminer, nous sommes revenus sur le problème général des couches limites et nous avons montré que les courbes de vitesses, dans les couches limites des écoulements les plus divers, peuvent être ramenées à une courbe unique, ce qui tend à prouver l'universalité de la mécanique de tous les écoulements turbulents.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à ceux qui, à l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr, ont participé à ce travail :

— à M. Albert TOUSSAINT, professeur à la Sorbonne et au Conservatoire des Arts et Métiers, qui m'a constamment guidé dans mes recherches et dont les nombreux travaux antérieurs m'ont permis d'obtenir, presque dès les premières expériences, des résultats positifs;

— à M. Frédéric GRUSON, sous-directeur de l'Institut Aérotechnique, et à tous mes collègues et amis qui retrouveront avec satisfaction, je l'espère, les passages auxquels ils ont collaboré;

— au personnel ouvrier de l'Institut qui a su réaliser avec beaucoup de compétence et de soin les diverses maquettes nécessitées par cette étude.

Un diffuseur aérodynamique a essentiellement pour but de transformer en pression l'énergie cinétique de la veine; il fonctionne d'autant mieux que la pression de l'air à sa sortie est plus voisine de la pression à l'amont du collecteur, soit, pour une soufflerie du type Eiffel, de la pression du hall dans lequel elle se trouve. Pour une telle soufflerie, la *figure 1* indique qualitativement la répartition théorique et expérimentale des pressions le long de l'axe.

La récupération de pression dans le diffuseur se fait assez mal par suite du gradient de pression qui s'oppose à l'écoulement. Le problème qui se pose ici est semblable à celui que pose l'aérodynamique des ailes d'avions; en effet, sur une aile, tant que le gradient de pression est négatif, c'est-à-dire tant que la vitesse croît le long de la surface, l'écoulement est assez voisin de l'écoulement théorique en fluide parfait, mais dès que le gradient s'inverse (en général au voisinage du maître-couple du profil) des phénomènes nouveaux apparaissent dont le plus désagréable du point de vue de l'utilisation en aéronautique est le décollement des filets d'air de la surface de l'aile. Dans ce cas, il a fallu chercher — et l'on a trouvé — divers moyens de conserver le plus longtemps possibles à l'écoulement son caractère laminaire, de reculer la position du point de transition (passage de la couche limite laminaire à la couche limite turbulente) et surtout celle du point de décollement. Les profils laminaires sont une tentative dans ce sens, faite en jouant sur la forme même du profil. D'autres tentatives, plus intéressantes de notre point de vue, consistent à agir directement sur la couche limite par soufflage, aspiration ou procédés mécaniques propres à redonner de l'énergie cinétique aux couches fluides les plus voisines de la paroi. De même, dans les diffuseurs, il est possible d'agir sur la couche limite. Le procédé d'aspiration a déjà été étudié ⁽¹⁾ ⁽²⁾. Son inconvénient majeur est de nécessiter une installation auxiliaire considérable. Nous verrons par la suite l'utilisation du soufflage de la couche limite sans aucun appareillage extérieur, l'écoulement de l'air dans la fente se produisant automatiquement, la pression à l'intérieur du diffuseur étant inférieure à la pression atmosphérique. Enfin, des procédés mécaniques ont été utilisés ⁽³⁾, aubages directeurs, cône central tournant au centre du diffuseur ⁽⁴⁾, et rotors de diffuseurs Favre. Ces derniers se rapprochent des procédés d'aspiration ou

(1) RAS, *Étude de la couche limite aspirée*, Thèse de doctorat, Paris, 1945.

(2) MAILLART, *L'aspiration de la couche limite, son application aux souffleries aérodynamiques* (C.N.A.F., 1945).

(3) PATTERSON, *Aircraft Engineering*, septembre 1938.

(4) JAMIN, *Les diffuseurs courts à corps central*.

de soufflage en ce sens qu'ils agissent sur les couches voisines des parois, la rotation rapide des rotors fournissant aux filets fluides constitutifs de la couche limite une grande énergie cinétique qui leur permet de s'écouler sans décollement, malgré un gradient adverse important. M. FAVRE a ainsi réussi à faire fonctionner dans de bonnes conditions un diffuseur plan dont les parois divergentes faisaient un angle de 90° . L'emploi d'un tel procédé nécessite cependant une mise au point mécanique fort délicate, vu les dimensions d'une soufflerie de type industriel.

Il semble possible, si l'on veut conserver le même principe, tout en n'ayant pas à surmonter les difficultés posées par l'équilibrage des rotors, de réaliser un rouleau d'air : le cylindre serait fixe, les chambres A et B reliées à un ou plusieurs compresseurs, de telle sorte que les chambres A soient en surpression et B en dépression, ce qui établirait un écoulement rapide le long des cylindres (fig. 2). Toutefois, nous retrouverions ici la nécessité d'une installation auxiliaire et c'est ce que nous avons voulu éviter.

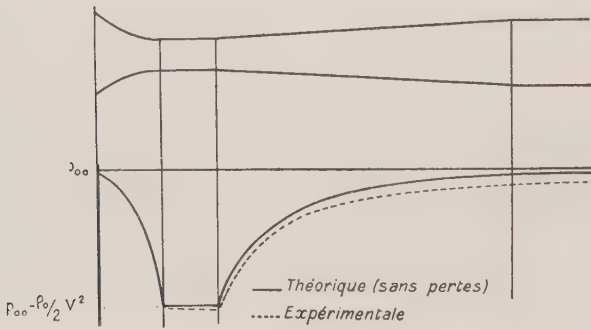


Fig. 1

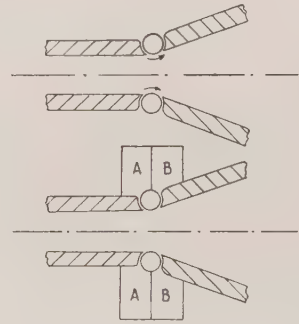


Fig. 2

1,2

LES ÉQUATIONS THÉORIQUES

Afin d'avoir une base théorique de comparaison, nous considérerons l'écoulement défini dans la tuyère constituant une soufflerie par les conditions :

— écoulement sans perte de charge;

— même valeur dans une section quelconque des diverses variables : vitesse V , masse spécifique ρ , pression statique p (la pression d'arrêt étant égale à la pression dans le hall en tout point d'après la première condition), nombre de Mach, etc.

Pour les essais à faible vitesse ces conditions conduisent à :

1° écoulement sans perte de charge : relation de Bernoulli entre la vitesse et la pression statique :

$$(1) \quad p + \frac{\rho}{2} V^2 = \text{Cte} = p_{00};$$

2° sous la forme générale, la loi de continuité s'exprime, entre deux sections quelconques a et b , par :

$$(1') \quad \int_a \rho_a S_a V_a = \int_b \rho_b S_b V_b;$$

à faible vitesse on admet l'incompressibilité du fluide, donc :

$$\rho_a = \rho_b;$$

de plus, la deuxième de nos hypothèses initiales donne :

$$(2) \quad S_a V_a = S_b V_b.$$

Étant donné le plan de la soufflerie, les relations (1) et (2) et la valeur en un point de la vitesse ou de la pression statique (connue par la différence qu'on mesure à l'aide d'un manomètre : $p_{00} - p$) permettent de connaître en tout point la valeur de la vitesse ou de la pression.

Lorsque l'écoulement se fait à des vitesses telles que l'on ne puisse plus considérer le fluide comme incompressible, la variation de la masse spécifique ρ entraîne des équations un peu plus compliquées :

— l'équation (2) devient ici :

$$(2') \quad \rho_a S_a V_a = \rho_b S_b V_b;$$

— la relation entre la pression et la vitesse dans l'écoulement supposé adiabatique (sans échange calorifique) est la relation de Saint-Venant dont les formes diverses nous seront utiles dans les calculs ultérieurs :

$$\frac{V^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_{00}}{\rho_{00}} \left[1 - \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{C_p}{c_v};$$

— relation entre le nombre de Mach $M = \frac{V}{a}$ (a vitesse du son au point considéré) et la pression ⁽¹⁾ ⁽²⁾ :

$$\frac{p_{00}}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}};$$

— relation entre la température et la pression :

$$\frac{T}{T_{00}} = \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}};$$

— relation entre la masse spécifique et la pression :

$$\frac{\rho}{\rho_{00}} = \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{\frac{1}{\gamma}}.$$

Les tables numériques données dans le cours de M. GIQUEAUX ⁽¹⁾ permettent de tracer l'abaque (voir *fig. 3*) dans lequel on a porté en abscisses $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$, la valeur $p_{00} - p$ étant directement accessible à nos mesures.

(1) GIQUEAUX, *Mécanique des fluides théorique*, Ch. Béranger, 1945.

(2) REBUFFET, *Aérodynamique expérimentale*, Ch. Béranger, 1945.

La valeur V_{θ_0} , portée sur l'abaque, est celle de la vitesse, lorsque la température dans le hall est égale à 0° C . Pour une température θ comprise entre -5° et $+35^\circ \text{ C}$, V_θ est donnée par la formule :

$$V_\theta = V_{\theta_0} (1 + 0,00177 \theta).$$

Il a été souvent utile, en particulier pour les calculs de perte de charge ou de coefficient de buse, de connaître la relation entre $p_{00} - p$ et $\frac{\rho}{2} V^2$; on a :

$$\frac{V^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_{00}}{\rho_{00}} - \frac{p}{\rho} \right), \quad \frac{\rho}{2} V^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{\rho}{\rho_{00}} - \frac{p}{p_{00}} \right) p_{00},$$

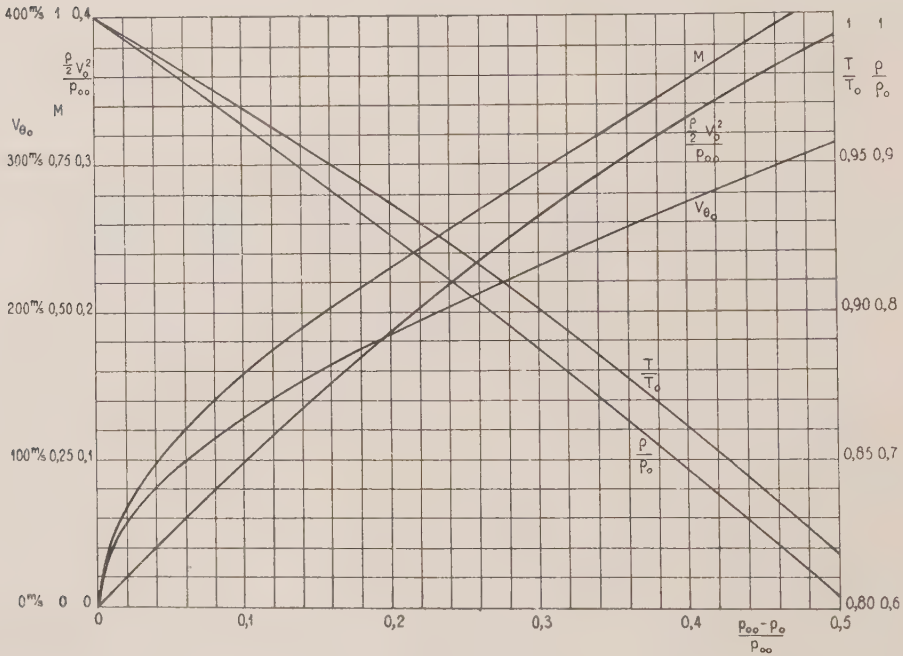


Fig. 3

soit, en tenant compte de la loi adiabatique :

$$\frac{\rho}{\rho_{00}} = \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{\frac{1}{\gamma}},$$

et en posant $\frac{p}{p_{00}} = \pi$

$$\frac{\rho}{2} V^2 = p_{00} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\pi^{\frac{1}{\gamma}} - \pi \right) = A p_{00}^{(2)};$$

la courbe représentative de cette fonction a été jointe à l'abaque (voir fig. 3).

Enfin, une relation qui n'est pas, en général, explicitée dans les ouvrages classiques, relie directement la pression à la section d'une tuyère dans laquelle une section minimum, prise comme unité, est parcourue par l'écoulement à vitesse sonique; posons :

$$\sigma = \frac{S}{S^*},$$

S^* étant la section au col.

L'équation de continuité s'écrit :

$$\rho SV = \text{Cte.}$$

Il est nécessaire de remplacer ρ et V par leurs valeurs en fonction de π :

$$\frac{\rho}{\rho_{00}} = \pi^{\frac{1}{\gamma}},$$

$$\frac{V^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_{00}}{\rho_{00}} \left[1 - \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right],$$



Fig. 4

d'où :

$$S \pi^{\frac{1}{\gamma}} \rho_{00} \left[\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p_{00}}{\rho_{00}} \cdot \left(1 - \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = \text{Cte},$$

soit, en éliminant les termes constants :

$$S \pi^{\frac{1}{\gamma}} \left[1 - \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} = \text{Cte},$$

ou :

$$S \left[\pi^{\frac{2}{\gamma}} - \pi^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} = \text{Cte} = S_0 \left[\pi_0^{\frac{2}{\gamma}} - \pi_0^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}};$$

nous prendrons comme constante celle qui est donnée (fig. 4) par les conditions au col : $S_0 = S^*, M_0 = 1$:

$$\pi = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}},$$

donc :

$$\pi_0 = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}},$$

et, avec $\frac{S}{S^*} = \sigma$:

$$\sigma \left[\pi^{\frac{2}{\gamma}} - \pi^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{2}{1-\gamma}} - \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{1-\gamma}} \right].$$

Cette formule est donnée en valeur numérique sous la forme $\sigma K = K_0$ dans VILLEY (*Calcul des souffleries à grande vitesse*). Le graphique (fig. 5) représente cette équation pour le domaine infrasonique et pour des valeurs de σ jusqu'à 10.

Pour $\sigma = 1$ on lit $\pi = 0,527$; lorsque pour $\sigma = 1$ on a aussi $M = 1$, il suffit de lire directement la valeur de π correspondant à celle de σ ; ce graphique peut aussi servir

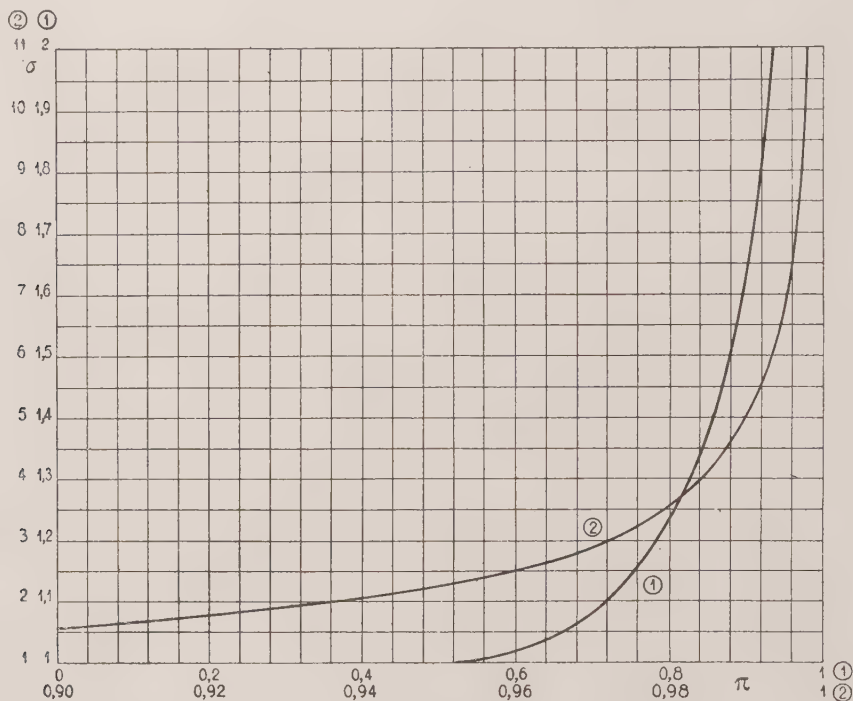


Fig. 5

dans le cas où la vitesse au col est inférieure à celle du son : connaissant la valeur de π_0 , il suffit de chercher quelle serait la valeur de σ_0 en supposant un col sonique virtuel S^* ; S^* ainsi déterminé sert ensuite de point de départ à l'utilisation du graphique, comme précédemment. Une application de ceci sera donnée ultérieurement (chap. 2,2).

1,3

LES COEFFICIENTS CARACTÉRISTIQUES

Il va être nécessaire, pour comparer divers diffuseurs, de chiffrer leur qualité par un ou plusieurs nombres caractéristiques.

Lorsqu'on parcourt la documentation, assez peu abondante d'ailleurs, concernant les diffuseurs aérodynamiques, on rencontre plusieurs fois l'expression « rendement

du diffuseur » mais, dans l'esprit des divers auteurs, cette même expression ne correspond pas à la même définition; aussi nous semble-t-il nécessaire de préciser cette notion avant d'aller plus loin.

Ayant trouvé sous le mot « rendement » des rapports de pressions, de vitesses ou de grandeurs diverses, nous avons jugé nécessaire de remonter à la définition même de ce terme : c'est, dit LAROUSSE, « le rapport entre la quantité de travail fournie à une machine et la quantité de travail restituée par cette machine après une transformation qui constitue le but de la machine ».

C'est, en effet, par une assimilation au moins implicite d'un diffuseur à un appareil mécanique que s'est introduite la notion de rendement de diffuseur. Cette assimilation ne nous paraît pas très logique : un appareil mécanique reçoit de l'énergie, sous une forme et une seule, et restitue de l'énergie sous une autre forme; or, dans nos diffuseurs, l'énergie qui entre n'est pas sous une forme unique : elle est composée d'énergie cinétique et d'énergie de pression si l'on opère aux faibles vitesses, cette énergie de pression se trouvant remplacée aux vitesses où la compressibilité du fluide ne peut plus être négligée par l'enthalpie $H = C_p T$; la transformation qui se produit est celle d'une partie de l'énergie cinétique en énergie de pression (ou enthalpie).

Le schéma des transformations est le suivant :

— appareil mécanique :

X unités d'énergie sous forme A $\rightarrow$ Y unités sous forme B;
la notion de rendement est immédiate :

$$\rho = \frac{Y}{X};$$

— diffuseur :

$$\left. \begin{array}{l} W_0 \text{ unités sous forme cinétique} \\ + W'_0 \text{ unités sous forme pression} \\ \text{(ou enthalpie)} \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} W_1 \text{ unités sous forme cinétique;} \\ + W'_1 \text{ unités sous forme pression} \\ \text{(ou enthalpie).} \end{array} \right.$$

L'assimilation du diffuseur à l'appareil mécanique est déjà moins immédiate.

Tout d'abord, il est évident qu'un seul coefficient ne peut suffire à déterminer les grandeurs W_1 et W'_1 , à partir de W_0 et W'_0 deux coefficients nous sont nécessaires; c'est notre première conclusion : le système est à deux inconnues, il faudra toujours deux coefficients indépendants et, à l'aide de ces deux coefficients, il sera possible de trouver n'importe quelle relation (globale) nécessaire pour le calcul.

Mentionnons ici que M. VIAUD, dans une recherche faite pour le G.R.A. à l'Institut de Saint-Cyr, sur les diffuseurs courts en fluide compressible, avait déjà insisté sur la nécessité de deux « coefficients de fonctionnement » du diffuseur pour pouvoir retrouver toutes les caractéristiques du fluide à partir des conditions initiales et des équations théoriques.

Les coefficients les plus importants ne sont pas ici ceux qui relient directement entre elles deux des quatre grandeurs W_0 , W_1 , W'_0 et W'_1 ; nous allons parcourir et discuter les divers coefficients présentés par quelques-uns des auteurs ayant étudié ce sujet; nous étudierons d'abord le cas où le fluide peut être considéré comme incompressible, puis celui où il faut tenir compte de sa compressibilité.

I. — CAS OU LE FLUIDE PEUT ÊTRE CONSIDÉRÉ COMME INCOMPRESSIBLE

Si l'on voulait suivre l'analogie avec l'appareil mécanique, on serait tenté de considérer l'énergie totale et de faire le rapport :

$$\frac{W_1 + W'_1}{W_0 + W'_0} = \frac{\text{énergie totale récupérée}}{\text{énergie totale fournie}}.$$

Ce rapport n'a jamais été employé, tout au moins à notre connaissance. Ceci pour une raison simple : le but recherché n'est pas d'avoir la même somme d'énergie à la sortie qu'à l'entrée, mais de transformer le plus possible d'énergie cinétique en énergie de pression; aussi les coefficients que nous allons trouver s'attachent essentiellement aux variations de l'énergie de pression et aux variations correspondantes de l'énergie cinétique.

PATTERSON (1) définit :

$$\eta_P = \frac{\text{énergie de pression gagnée}}{\text{énergie cinétique perdue}};$$

ce coefficient est plus exactement le « rendement de la transformation de l'énergie cinétique en énergie de pression » selon une expression que nous retrouverons.

En appelant w la valeur absolue de la vitesse et u sa composante parallèle à l'axe, l'énergie cinétique perdue est la différence des intégrales $\int_s \frac{\rho}{2} w^2 \cdot u \cdot dS$ prises entre le col et la sortie du diffuseur; de même, l'énergie de pression gagnée est la différence des intégrales $\int_s p \cdot u \cdot dS$ entre la sortie et le col, d'où :

$$\eta_P = \frac{\int_{s_1} p \cdot u \cdot dS - \int_{s_0} p \cdot u \cdot dS}{\int_{s_0} \frac{\rho}{2} w^2 \cdot u \cdot dS - \int_{s_1} \frac{\rho}{2} w^2 \cdot u \cdot dS}.$$

Nous ne pouvons qu'être d'accord avec une définition aussi dépourvue d'ambiguïté, la seule chose que nous critiquons est l'emploi de l'expression « rendement de diffuseur » à ce qui n'est que le rendement de la transformation de pression dans le diffuseur.

Examinons d'un peu plus près ce qui se passe dans le diffuseur : nous avons à l'entrée de l'énergie cinétique et de l'énergie de pression; théoriquement la loi de Bernoulli (principe de la conservation de l'énergie totale) nous indique que nous aurons à la sortie en énergie cinétique :

$$W_1 \text{ (théorique)} = W_0 \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2.$$

(1) G. N. PATTERSON, *Formes modernes de diffuseurs*, Aircraft Engineering, vol. 10, n° 115, sept. 1938, pp. 267-273.

Il aurait donc dû y avoir $W_0 \left[1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \right]$ d'énergie cinétique transformée en pression. En fait, et surtout dans les diffuseurs dont l'angle d'ouverture est supérieur à une dizaine de degrés, il reste trop d'énergie cinétique : la quantité transformée est inférieure à la quantité théorique. De plus, la quantité d'énergie cinétique réellement transformée en pression ne l'est qu'avec un rendement η_R , les deux opérations, ainsi que les coefficients qui peuvent servir à les caractériser, sont indépendantes.

Dans des documents plus anciens, on trouve des définitions qui sont plus sujettes à critiques :

August RIFFART, V.D.I. n° 257 (1922), prend pour rendement de la transformation de pression le rapport :

$$\eta_R = \frac{\text{augmentation réelle de la pression statique}}{\text{augmentation théorique de la pression statique}},$$

en prenant la pression statique au col comme zéro; la pression statique moyenne dans une section de mesure résulte de l'intégrale :

$$p_{\text{moy}} = \frac{2}{R^2} \int_0^r r \cdot p \cdot dr;$$

la pression statique théorique est calculée d'après la formule de Bernoulli.

Ce coefficient η_R est un rapport de pressions et non un rapport d'énergies, ce qui ne nous paraît pas correspondre à la définition du mot rendement. Il est impossible de le ramener à un rapport d'énergies en raison de la façon dont sont faites les moyennes. En admettant un écoulement par tranches dans lesquelles la vitesse peut être considérée comme constante, on peut passer du p local à l'énergie de pression locale $p \cdot V \cdot dS$ et faire seulement alors les intégrales; à cause du facteur V dans $\int p \cdot V \cdot dS$, il est nécessaire de connaître simultanément les pressions statique et dynamique du fluide (ce fait avait été aussi souligné par M. VIAUD dans le rapport déjà cité).

A. N. VEDERNIKOFF (*Bulletin n° 21* de l'Institut aéro-hydrodynamique « Zagi » de Moscou, 1926) prend pour rendement le quotient $\rho = \frac{h_1}{h_2}$, h_1 et h_2 étant les dépressions statiques au col et à la sortie du diffuseur, comptées à partir de la pression dans le hall; le nombre ρ est ainsi toujours supérieur à l'unité.

Une autre façon d'envisager les variations d'énergie au sein d'un diffuseur est de considérer la perte de charge qu'y subit le fluide; c'est, en effet, le point essentiel pour calculer l'énergie que doit fournir le moteur pour assurer le mouvement du fluide.

On définit en général la perte de charge dans un écoulement par le rapport :

$$\chi = \frac{\text{pression d'arrêt à l'entrée} - \text{pression d'arrêt à la sortie}}{\frac{\rho}{2} V_0^2};$$

p étant la pression statique et V la vitesse, nous aurons, en nous ramenant toujours à des unités d'énergie avant de faire les moyennes :

$$\chi = \frac{\left[\int \left(p + \frac{\rho}{2} V^2 \right) V \cdot dS \right]_{\text{initiale}} - \left[\int \left(p + \frac{\rho}{2} V^2 \right) V \cdot dS \right]_{\text{finale}}}{\left[\int \left(\frac{\rho}{2} V^3 \cdot dS \right) \right]_{\text{initiale}}} \\ = \frac{\text{perte d'énergie totale}}{\text{énergie cinétique initiale}}.$$

Ce coefficient χ est donné par G. KEIBER (*Kiel. Ing. Archiv.*, 5^e vol., 1932) dans une étude sur les coudes.

C'est à cette notion de perte de charge que se ramène finalement le coefficient η_{re} défini par M. REBUFFET dans son *Cours d'aérodynamique* de l'E.N.S.A. :

$$\eta_{re} = 1 - \frac{W_p}{W_t};$$

avec W_p = énergie perdue, c'est-à-dire dégradée en chaleur par décollements, frottements, etc., et W_t = énergie cinétique théoriquement transformée en pression dans ce diffuseur :

$$W_p = \iint_{S_0} \left(p_0 + \frac{\rho}{2} V_0^2 \right) V_0 \cdot dS_0 - \iint_{S_1} \left(p_1 + \frac{\rho}{2} V_1^2 \right) V_1 \cdot dS_1, \\ W_t = W_0 \left[1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \right].$$

Ce coefficient ne permet pas de trouver l'énergie cinétique et l'énergie de pression du fluide sortant à partir des données initiales, mais seulement de trouver l'énergie totale à la sortie; de l'équation de définition de η_{re} , on tire $\frac{W_p}{W_t} = 1 - \eta_{re}$. Le coefficient de perte de charge s'écrira donc :

$$\chi = \frac{W_p}{W_0} = \frac{W_p}{W_t} \cdot \frac{W_t}{W_0} = (1 - \eta_{re}) \left[1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \right].$$

Les coefficients χ et η_{re} ne sont donc pas indépendants.

En résumé, pour le cas du fluide à faible vitesse, les deux coefficients les plus intéressants nous semblent être le coefficient de perte de charge χ caractéristique de la perte d'énergie totale et le rendement de la transformation de l'énergie cinétique en énergie de pression tel qu'il est défini par PATTERSON.

II. — CAS OU IL FAUT TENIR COMPTE DE LA COMPRESSIBILITÉ DU FLUIDE

Le problème se pose de la même manière : l'équation fondamentale de l'étude des fluides incompressibles est la relation de Bernoulli :

$$p + \frac{\rho}{2} V^2 = \text{Cte},$$

que nous utilisons seulement dans nos diffuseurs (où il existe toujours une perte de charge qu'on ne peut négliger) pour trouver la vitesse locale :

$$\frac{\rho}{2} V^2 = \text{pression d'arrêt} - \text{pression statique au même point.}$$

De même, pour les fluides compressibles, l'expression du principe de la conservation de l'énergie se traduit par l'équation de Saint-Venant :

$$\frac{V^2}{2} + J \cdot Cp \cdot T = \text{Cte},$$

ce qu'on peut écrire :

$$\frac{V^2}{2} + H = \text{Cte},$$

où H est l'enthalpie par unité de masse de gaz supposé parfait et soumis à des transformations adiabatiques.

L'énergie cinétique sera toujours représentée par une intégrale $\int \frac{\rho}{2} w^2 \cdot u \cdot dS$; pour être homogène, il faudra considérer pour l'enthalpie l'intégrale $\int \rho \cdot u \cdot H \cdot dS$, c'est-à-dire qu'on doit prendre l'énergie qui passe dans une section dS du diffuseur pendant l'unité de temps.

Voyons ce que devient dans ce cas le coefficient η_p défini précédemment : il faut substituer les intégrales $\int \rho \cdot u \cdot H \cdot dS$ aux intégrales $\int p \cdot u \cdot dS$, soit :

$$\eta'_p = \frac{\int_{s_1} \rho \cdot u \cdot H \cdot dS - \int_{s_0} \rho \cdot u \cdot H \cdot dS}{\int_{s_0} \frac{\rho}{2} w^2 \cdot u \cdot dS - \int_{s_1} \frac{\rho}{2} w^2 \cdot u \cdot dS} = \frac{\text{gain d'enthalpie}}{\text{perte d'énergie cinétique}}.$$

Si maintenant l'on suppose que, dans une section envisagée, l'enthalpie H par unité de masse est constante, $\int \rho \cdot u \cdot H \cdot dS$ peut s'écrire $H \cdot \int \rho \cdot u \cdot dS$, où le facteur $\int \rho \cdot u \cdot dS$ est constant (conservation de la masse) = m .

Dans ce cas :

$$\eta'_p = \frac{H_1 - H_0}{\frac{V_0^2}{2} - \frac{V_1^2}{2}},$$

$$m \left(\frac{V_0^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} \right) = m (H_1 - H_0) \text{ théorique} = m \cdot J \cdot Cp (T_1 - T_0) \text{ théorique},$$

$$\eta'_p = \frac{(T_1 - T_0) \text{ expérimental}}{(T_1 - T_0) \text{ théorique}}.$$

C'est le coefficient donné par M. DE VALROGER comme rendement d'un diffuseur.

M. VIAUD propose d'ajouter à ce coefficient un autre coefficient indépendant η_t qu'il définit de la façon suivante :

« Un diffuseur donné devrait théoriquement donner un accroissement d'enthalpie pour une vitesse d'entrée V_0 déterminée. Cet accroissement devrait être de $J \cdot Cp (T_{1t} - T_0)$, T_{1t} désignant la température absolue théorique qui devrait exister dans la section de sortie S_1 . »

En réalité, on mesure $J \cdot Cp (T_1 - T_0)$, d'où le coefficient de fonctionnement :

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_0}{T_{1t} - T_0}.$$

η_t est donc le rapport : $\frac{\text{gain réel d'enthalpie}}{\text{perte théorique d'énergie cinétique}}$.

Le coefficient de perte de charge défini en fluide incompressible suivant KEIBER devient ici :

$$\chi' = \frac{\left[\int_{S_0} \frac{\rho_0}{2} V_0^3 dS_0 + \int_{S_0} \rho_0 V_0 H_0 dS_0 \right] - \left[\int_{S_1} \frac{\rho_1}{2} V_1^3 dS_1 + \int_{S_1} \rho_1 V_1 H_1 dS_1 \right]}{\int_{S_0} \frac{\rho_0}{2} V_0^3 dS_0}.$$

Les deux coefficients précédents η'_p et η_t sont indépendants; ils doivent permettre de retrouver χ' ; m étant la masse de fluide qui traverse le diffuseur (tube de courant si les coefficients η'_p et η_t ont été calculés dans ce cas, diffuseur entier si l'on a fait les intégrales d'énergie), on a :

$$\eta'_p = \frac{m (H_1 - H_0)}{W_0 - W_1}, \quad \eta_t = \frac{m (H_1 - H_0)}{W_0 \left[1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \right]}, \quad \chi' = \frac{W_0 - W_1 + m (H_0 - H_1)}{W_0}.$$

Un calcul très simple donne :

$$\chi' = (1 - \eta'_p) \frac{\eta_t}{\eta'_p} \left[1 - \left(\frac{S_0}{S_1} \right)^2 \right].$$

Nous citerons encore deux autres coefficients qui ont été utilisés.

Dans un document déjà ancien ⁽¹⁾ on trouve pour définition de η_D : fraction d'énergie cinétique utile aux effets de la compression; la loi de Saint-Venant donnerait :

$$\frac{V_0^2 - V_1^2}{2g} = \int_{p_0}^{p_1} v dp;$$

on prendra :

$$\eta_D \frac{V_0^2 - V_1^2}{2g} = \int_{p_0}^{p_1} v dp.$$

(1) Luigi CROCCO, *Gallerie Aerodinamiche per alte velocità*, Aerotecnica, 1935 (mars-juillet-août).

Sans tenir compte de l'approximation que fait l'auteur en négligeant V_1^2 devant V_0^2 , ce coefficient a le même sens que η'_P vu précédemment; en effet :

$$\eta_D = \frac{\int_{p_0}^{p_1} v \cdot dp}{\frac{1}{2} g (V_0^2 - V_1^2)} = \frac{\text{gain d'enthalpie}}{\text{perte d'énergie cinétique}}.$$

Enfin, Neil P. BAILEY (1) appelle rendement énergétique le rapport :

$$\eta_N = 1 - \frac{\text{accroissement en énergie dévaluée}}{\text{variation d'énergie cinétique}}.$$

Ayant pris le nombre de Mach comme variable fondamentale, il aboutit à la formule :

$$\eta_N = 1 - \frac{\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) \text{Log}_e \left[\frac{\left(\frac{A}{A_0}\right)}{\left(\frac{a}{a_0}\right)} \right]}{\frac{M_0^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2} - \frac{M^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2}},$$

dans laquelle $\frac{A}{A_0}$ est le rapport réel des sections et $\frac{a}{a_0}$ le rapport théorique des sections obtenu par le calcul ou à l'aide de l'abaque donné dans cet ouvrage à partir des mesures expérimentales de pression.

Dans le cas auquel nous nous intéresserons par la suite qui est celui des diffuseurs de soufflerie, même quand l'écoulement au col est à vitesse sonique ($M = 1$), la vitesse du fluide à la sortie est faible; aussi nous calculerons la perte de charge à partir des pressions totales (la notion d'enthalpie n'aura pas à intervenir), le calcul de l'énergie cinétique au col sera seul à devoir tenir compte de la compressibilité du fluide.

CONCLUSIONS

1° L'expression « rendement de diffuseur » est à proscrire car elle n'a aucune signification (ou elle en a autant que de personnes qui l'emploient);

2° il est nécessaire de fournir deux relations indépendantes entre des quantités d'énergie, pour caractériser complètement un diffuseur (ne faire de moyennes qu'après avoir ramené vitesses, pressions, ou enthalpies à des grandeurs correspondant à l'énergie traversant la section considérée pendant l'unité de temps);

3° les deux coefficients qui nous semblent les plus intéressants sont :

a) le rendement de la transformation de l'énergie cinétique en énergie de pression ou enthalpie (PATTERSON, M. DE VALROGER);

(1) Neil P. BAILEY, *La thermodynamique de l'air aux grandes vitesses* (trad. S.D.I.T. n° 3569, par Cap. LEYGUE).

- b) le coefficient de perte de charge, essentiel pour tous les utilisateurs qui ont besoin de savoir combien d'énergie ils auront à fournir pour obtenir la vitesse désirée dans la veine.

Nous terminerons par deux remarques :

— les coefficients que nous venons d'étudier, et qui s'intéressent uniquement au transport et aux transformations d'énergie dans le diffuseur, laissent de côté des qualités du diffuseur qu'on ne peut négliger telles que, par exemple, la répartition des vitesses dans la section de sortie qui influe sur le bon fonctionnement d'une hélice qui peut être placée derrière, la stabilité du courant dans des diffuseurs de grand angle qui agit sur la régularité de la vitesse dans la veine aux vitesses infrasoniques, etc.;

— on ne peut comparer des diffuseurs différents que s'ils fonctionnent de la même manière, c'est-à-dire tous les deux débouchant à l'air libre, ou tous les deux suivis d'une conduite cylindrique semblable, ou tous les deux terminés dans le plan de l'hélice qui communique l'énergie au fluide.

En résumé, aux coefficients énergétiques qui concernent le diffuseur isolé, on est souvent obligé de superposer des considérations qualitatives, ou des relations d'influence du diffuseur sur le fonctionnement de l'appareil auquel il est destiné; c'est pourquoi, ayant essentiellement en vue, dans ce qui va suivre, les diffuseurs de soufflerie, nous nous en tiendrons quelquefois au coefficient de perte de charge, ou au coefficient de buse de la soufflerie. L'étude générale du chapitre III permettra d'ailleurs de revenir au calcul de n'importe lequel des coefficients précédemment cités.

CHAPITRE II

Ce chapitre est divisé en deux parties : la première est l'étude de diverses formes de fentes, la seconde l'utilisation des fentes de forme optimum à la mise au point d'une maquette de soufflerie sonique.

2,1 **ÉTUDE D'UN DIFFUSEUR DE $24^{\circ}30'$ AVEC DIVERSES FORMES DE FENTES**

De mars à septembre 1946, en mettant au point une petite soufflerie construite par M. le professeur TOUSSAINT pour servir de matériel d'enseignement, nous avons étudié l'influence de la forme d'une fente de diffuseur sur le fonctionnement de celui-ci et par suite de la soufflerie.

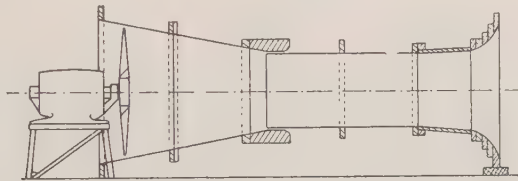


Fig. 6. — Schéma de la soufflerie de 0,50 m

I. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

A. — *La soufflerie de 0,50 m* comprend (fig. 6 et 7) :

- un collecteur assez rapide, mais qui peut être, si besoin est, précédé d'une chambre de tranquillisation munie d'un filtre et d'un grillage;

- une veine cylindrique d'un diamètre intérieur de 500 mm, longue de 1,02 m, en tôle d'aluminium de 1 mm d'épaisseur, renforcée extérieurement par des anneaux en bois tourné;

- un diffuseur conique d'une ouverture de $24^{\circ}30'$, en contreplaqué, renforcé également par des anneaux de bois ainsi que par six montants, suivant les génératrices du cône (diamètre maximum : 970 mm);

- une hélice quadripale de 90 cm de diamètre placée dans le diffuseur;

- un moteur de 3 CV alimenté par l'intermédiaire d'un rhéostat qui permet d'en fixer la puissance à la valeur voulue.

B. — *Les instruments de mesure.*

Un tube de Pitot est fixé à demeure dans la veine d'expériences, suivant l'axe de la soufflerie; il est relié à un manomètre à alcool qui permet de lire $\frac{\rho}{2} V_0^2$ par différence entre les pressions fournies par les prises totale et statique du Pitot.

Pour les mesures dans le diffuseur, on dispose d'un autre tube de Pitot porté par un chariot, lequel est mû, par l'intermédiaire d'une vis sans fin, par un petit moteur électrique (voir *fig. 8 et 9*); on étudie ainsi la répartition des pressions suivant un diamètre du diffuseur, les lectures peuvent être faites au manomètre à alcool, ou, ce qui nous a semblé préférable, enregistrées au moyen d'un manomètre à capsule Richard. Nous enregistrons de même les pressions statique et totale au voisinage de la paroi, à diverses distances du début du diffuseur, à l'aide de deux tubes, l'un de pression d'arrêt, l'autre de pression statique que nous introduisons successivement dans le diffuseur et que nous déplaçons à partir de la paroi à l'aide d'un chariot portant une règle graduée. Ces deux tubes ont un diamètre extérieur de 3,8 mm, le diamètre intérieur du tube de pression

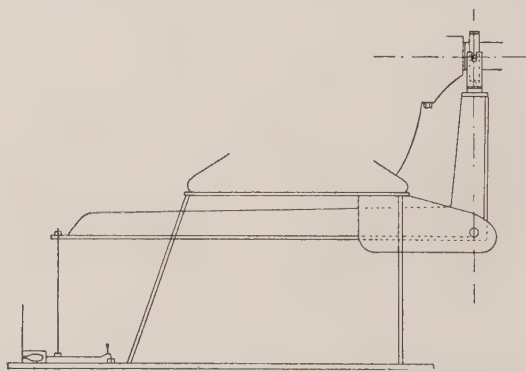


Fig. 7. — Dispositif de mesure de traction d'hélice

d'arrêt est 2,3 mm. Enfin, un ampèremètre et un voltmètre nous permettent de connaître la consommation du moteur.

Devant le mauvais fonctionnement des appareils de mesures électriques qui ne nous permirent pas de calculer avec précision le coefficient d'utilisation de la soufflerie, nous avons dû construire un dispositif permettant de connaître la traction de l'hélice (schéma *fig. 7*) lequel, après quelques difficultés de mise au point, nous donna toute satisfaction. Ce dispositif est constitué par un levier L permettant de transformer, en une force verticale, la force horizontale de traction de l'hélice; il est relié par une corde à piano tendue à un dynamomètre du type Gruson; les lectures se font sur une échelle graduée en mm; l'étalonnage préalable du dynamomètre permet de passer ainsi à la traction de l'hélice en kg.

II. — LES DIVERSES FORMES DE FENTES ÉTUDIÉES

La veine cylindrique de 0,50 m n'est pas directement reliée au diffuseur de 24° 30'. On peut installer des anneaux en bois tourné conçus de façon à laisser passer de l'air de l'extérieur dans le diffuseur le long de la paroi de celui-ci. On a ainsi un « diffuseur à fente » dont la fente fonctionne de façon comparable à celle d'une fente d'aile d'avion.

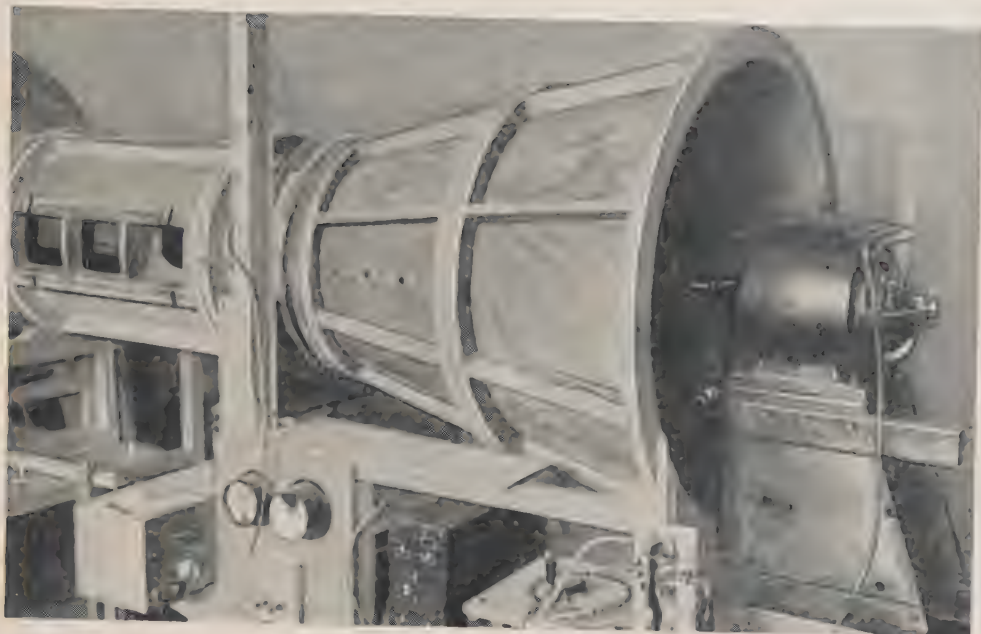


Fig. 8. — Vue arrière de la soufflerie de 0,50 m (photographie prise au cours d'essais ultérieurs)

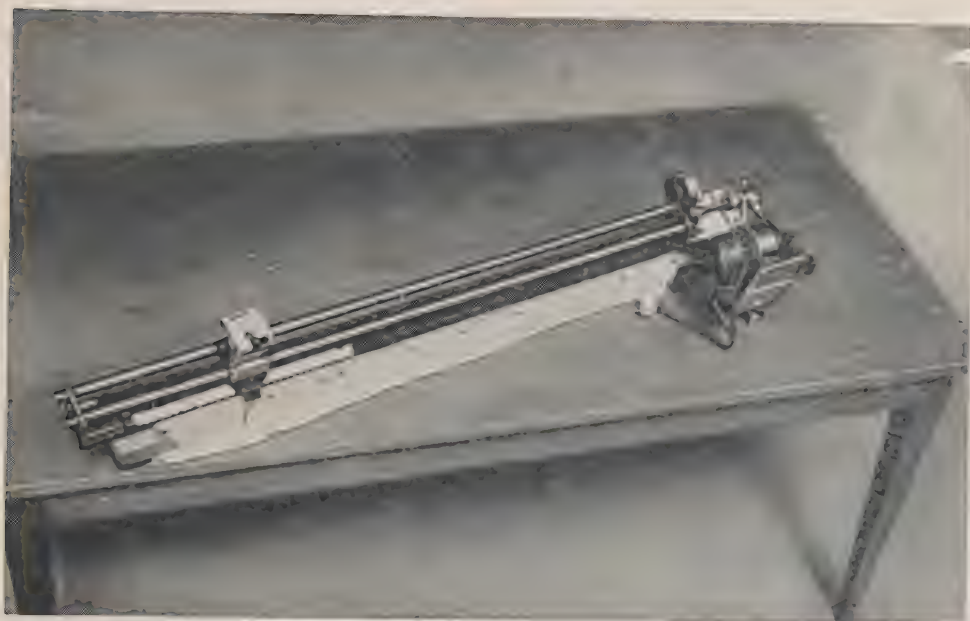


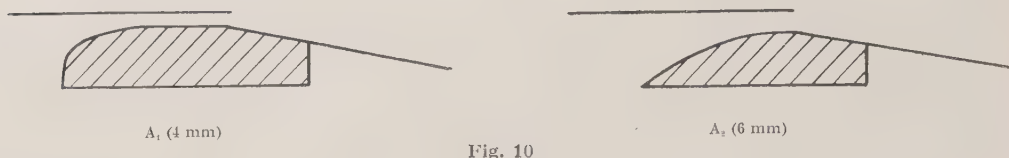
Fig. 9. — Le chariot
On distingue le moteur électrique, les renvois d'angle, la tige filetée et le porte-pitot

Fente A.

Elle est schématisée par la *figure 10*.

Sa largeur est de 4 mm; de petites cales permettent de maintenir cette largeur bien constante le long de la circonférence en assurant le centrage de la veine de 0,50 m et du début du diffuseur.

Nous avons utilisé cette même forme de fente avec une largeur différente (6 mm), en faisant rectifier l'anneau en bois tourné; de plus, nous avons fait diminuer la zone dans laquelle l'air se trouve laminé et qui, par suite, peut donner lieu à une petite perte de charge.



Fente B.

Sa forme rappelle celle utilisée sur les ailes d'avions pour le soufflage de la couche limite. Sa largeur est réglable (*fig. 11*).



Fig. 12

Fente C.

Afin d'améliorer encore l'écoulement dans le diffuseur, on peut penser qu'il est souhaitable de donner aux filets d'air, admis le long des parois du diffuseur, la direction initiale parallèle à ces parois; c'est ce que cherche à réaliser cette troisième forme de fente (*fig. 12*).

III. — PARAMÈTRES

Pour la fente A, dont on ne peut faire varier la largeur de façon continue, il est tout d'abord nécessaire de chercher l'optimum du paramètre b (distance mesurée parallèlement à l'axe entre le début du diffuseur et l'extrémité de la veine cylindrique) (*fig. 13*).

Nous avons cherché à déterminer cet optimum par la considération de la répartition transversale des vitesses dans le diffuseur (pour $\varnothing = 81$ cm). Nous avons fait cette étude de $b = 40$ mm à $b = -15$ mm. Pour $b = 40$, les zones au voisinage des parois où la vitesse est orientée en sens inverse du courant général sont importantes (elles couvrent 12,5 % du diamètre de chaque côté), la zone centrale où la vitesse est égale

à la vitesse maximum couvre 42 % du diamètre. Pour $b = 15$ mm, les zones à courant inversé n'occupent plus que 8,9 %, leur intensité (rapport de la vitesse maximum en sens inverse à la vitesse maximum du courant général) est très diminuée. Quand b continue à diminuer l'amélioration s'accroît jusqu'à $b = 0$ (zone inversée presque nulle, zone centrale 57 %). De $b = 0$ à $b = -15$ mm on ne note plus de différence sensible dans les résultats. Donc on fixera b au voisinage de 0, une petite erreur sur sa position n'entraînant pas d'erreur notable sur les résultats; une grande précision n'est pas nécessaire pour cette détermination.

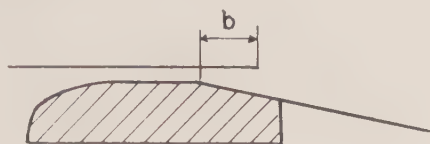


Fig. 13

Ce travail préliminaire terminé, le seul paramètre à considérer est, pour chaque forme de fente, la largeur de celle-ci.

Pour A, deux possibilités : 4 et 6 mm.

Pour B, la largeur peut varier de façon continue; la largeur f est la plus courte distance comptée du bec de la partie amont à l'anneau du diffuseur (fig. 14).

Pour C, la partie cylindrique pouvant glisser dans l'anneau, la largeur f peut être fixée à volonté; pour $f = 6$ mm la largeur de la fente est constante dans la zone cylindrique et le début de la partie divergente.



Fig. 14

IV. — EXPÉRIENCES ET RÉSULTATS

1. — Coefficient d'utilisation, coefficient de buse.

Devant la longueur des calculs graphiques nécessaires pour obtenir les coefficients caractéristiques nous avons préféré, dans ce cas particulier, nous limiter au calcul du coefficient de buse. Rappelons les définitions des coefficients d'utilisation et de buse :

le coefficient d'utilisation d'une soufflerie est le rapport $\frac{\frac{\rho}{2} S_0 V_0^3}{P_m}$ de l'énergie cinétique du fluide dans la veine d'expériences à la puissance motrice fournie à l'arbre porte-hélice. Pour connaître cette puissance, on mesure habituellement le couple-moteur à l'aide d'un banc-balance et le nombre de tours de l'hélice. Le dispositif actuel ne nous permet pas de mesurer le couple reçu par l'arbre. Par contre, les mesures électriques,

volts et ampères, permettent de connaître la puissance fournie au moteur; on définit ainsi un coefficient :

$$\rho_s = \frac{\text{énergie cinétique dans la veine}}{\text{puissance fournie au moteur}},$$

qui est égal au coefficient d'utilisation de la soufflerie multiplié par le rendement du moteur. D'autre part, le dispositif de mesure de traction d'hélice nous permet de trouver la puissance fournie au fluide au droit de l'hélice. Cette puissance est égale au produit de la traction T par la vitesse V de l'air au droit de l'hélice. Malheureusement, cette vitesse n'est pas constante et nous devons nous contenter pour le calcul de prendre la vitesse moyenne, soit le débit total (débit de la veine + débit des fentes) divisé par la section dans le plan de l'hélice. Le coefficient de buse est :

$$\rho_b = \frac{\text{énergie cinétique dans la veine}}{T \cdot \bar{V}}.$$

Multiplié par le rendement du ventilateur, il donne le coefficient d'utilisation de la soufflerie.

Pour chaque largeur de fente, les instruments de mesure nous donnent, pour un régime de marche déterminé :

- $\frac{\rho}{2} V_0^2$ dans la veine (en mm d'alcool), d'où V_0 en m/s;
- T lu sur la réglette du dynamomètre Gruson, d'où T en kg;
- les ampères et les volts fournis au moteur;
- la différence entre la pression du hall p_{00} et la pression statique p_{75} dans le diffuseur au diamètre $\varnothing = 75$ cm (nous aurons plus tard l'occasion de revenir sur l'utilisation de cette donnée) (a. 157 à 163).

Afin d'avoir un nombre suffisant de mesures pour diminuer les risques d'erreurs, et aussi afin de nous rendre compte de l'évolution du coefficient de buse avec la vitesse dans la veine, nous faisons pour chaque essai dix-huit mesures pour des valeurs de V_0 variant de 8 à 32 m/s; la moitié de ces mesures est faite à des vitesses croissantes, l'autre moitié à des vitesses décroissantes de façon à pouvoir éliminer, s'il y a lieu, l'influence de l'hystérésis des divers appareils utilisés. Malgré ces précautions, les résultats des mesures électriques sont si dispersés qu'il nous est impossible d'en tenir compte. Par contre, les calculs de coefficient de buse, déduits uniquement de mesures de pressions et de traction, donnent une précision satisfaisante. Pour chaque essai nous avons tracé les courbes T kg, en fonction de V_0 et ρ_b défini précédemment en fonction de V_0 . D'une façon générale, ρ_b croît légèrement avec la vitesse puis reste constant à partir de 22 m/s environ.

Dans les résultats suivants, le calcul de ρ_b a été fait sans tenir compte de l'air introduit par la fente. Nous préférons faire cette correction une seule fois, après avoir obtenu graphiquement la moyenne des résultats, plutôt que d'avoir à la faire pour chaque point.

Pour le calcul de la valeur moyenne de ρ_b , nous calculons la valeur moyenne des points correspondants à une valeur de V_0 supérieure à 22 m/s.

FENTE A.

L'anneau donnant à la fente la largeur de 6 mm ayant été taillé dans celui correspondant à 4 mm avant la mise au point du mesureur de traction d'hélice, nous ne pouvons donner que les résultats des expériences effectuées avec la fente de 6 mm.

On obtient (*fig. 15*) pour moyenne de ρ_b 4,04, la correction à apporter, du fait de l'air admis par la fente, porte sur le facteur V du produit T . V. Nous admettons que le débit de la fente est égal au produit de sa section, par la vitesse du courant dans la veine (lorsqu'il n'y a ni filtre ni grillage) les pressions statiques s'équilibrent et, par suite, les vitesses sont les mêmes (nous avons vérifié, avec une sonde statique fine introduite dans la fente, le bien-fondé de cette affirmation); le rapport :

$$\frac{Q_f}{Q_0} = \frac{\text{débit fente}}{\text{débit veine}}$$

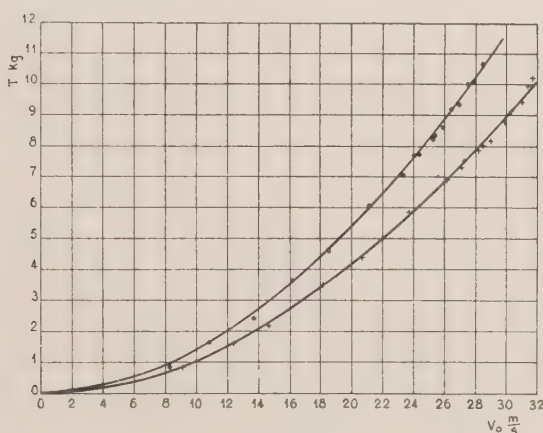


Fig. 15

Mesures de traction d'hélice. Fente A (6 mm)

+ Essai normal.

• Avec chambre de tranquillisation, filtre et grillage.

est donc égal au rapport des surfaces respectives, soit :

$$\frac{2 \pi R_0 f}{\pi R_0^2} = \frac{2 f}{R_0},$$

en désignant par R_0 le rayon de la veine ($R_0 = 25$ cm). Ici $f = 6$ mm; $\frac{2 f}{R_0} = \frac{1,2}{25} = 4,8 \%$, donc Q total = $Q_0 + Q_f = 1,048 Q_0$ et V doit être pris 4,8 % supérieur à la valeur prise précédemment. La correction à apporter est donc de diminuer ρ_b de 4,8 % de la valeur trouvée d'où, dans ce cas : ρ_b corrigé = 3,84.

Avec la même fente A nous avons fait l'essai en munissant la soufflerie d'un filtre, d'un grillage et d'une chambre de tranquillisation; la baisse du coefficient d'utilisation est importante, on trouve 3,08 soit, après correction : ρ_b corrigé = 2,93.

FENTE B.

La fente B présente un premier intérêt, celui de nous donner un état initial de référence, pour lequel le diffuseur ne possède pas de fente; il suffit évidemment de faire $f = 0$. Les résultats sont représentés par la *figure 16* : le trop grand nombre de points expérimentaux obtenus nous oblige à ne donner que les courbes qui correspondent à ces calculs. La valeur moyenne de ρ_b correspondant au diffuseur fente fermée est de 3,25; le maximum obtenu (toutes corrections faites) est de 3,86 pour une fente de 3 mm. La partie droite de la figure montre la variation de ρ_b en fonction de la largeur de la fente. Pour une même vitesse dans la veine, la traction de l'hélice diminue légèrement, quand la largeur de la fente croît (minimum pour 7,5 mm), mais la plus grande quantité d'air déplacée par l'hélice détruit cet avantage et fait baisser le coefficient de buse dès que la largeur de la fente dépasse 3 mm.

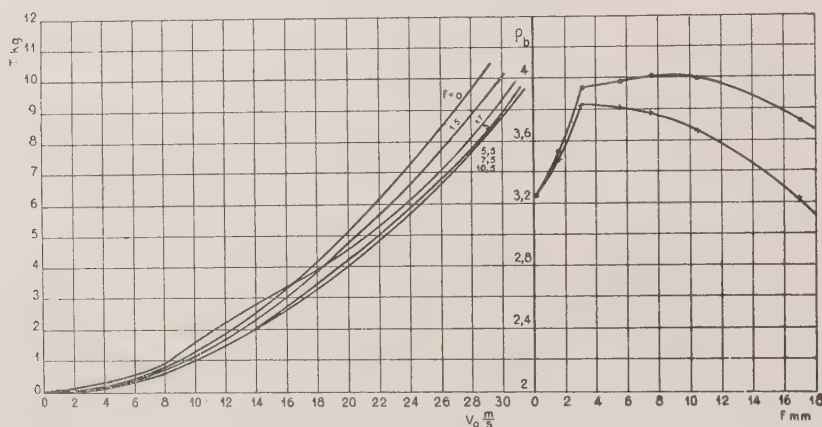


Fig. 16. — Traction d'hélice et coefficient de buse. Fente B

FENTE C (voir résultats *fig. 17*).

Dans l'ensemble, les valeurs de ρ_b obtenues sont inférieures à celles obtenues avec les fentes A et B, le maximum de ρ_b (corrigé) est ici de 3,48, lorsque la fente est ouverte à 4 mm. Ceci est dû, sans doute, au fait que le déflecteur caractéristique de cette fente produit des décollements du fluide venant de la veine cylindrique dont l'effet nuisible ne peut être contre-balançé par celui du soufflage.

De ces mesures de coefficient de buse, on peut conclure, tout d'abord, que ce coefficient passe de 3,25 pour un diffuseur ordinaire à 3,86 (optimum des valeurs précédentes) pour un diffuseur à fente, ce qui, si l'on considère un ventilateur bien adapté, dont le rendement peut être pris égal à 0,9 sans risque d'exagération, donne un coefficient d'utilisation de 3,48 au lieu de 2,98; l'effet de la fente se traduit par une augmentation du coefficient d'utilisation de 16,8 %. D'autre part, les mesures de traction montrent que pour une fente de largeur variable, dès que celle-ci est suffisante, la traction de l'hélice atteint un minimum qui se maintient tant que la largeur de la fente ne devient pas trop grande. Ceci montre que le diffuseur qui fonctionne mal, avec des tourbillons très intenses dus aux décollements quand la fente est fermée ou insuffisamment ouverte, atteint un régime de fonctionnement stable (sans décollements importants) dès que le

débit de la fente est suffisant. C'est alors l'augmentation du débit à travers l'hélice qui fait baisser le coefficient de buse. Dans tous les cas de ce genre, l'optimum de coefficient d'utilisation se trouvera donc pour la largeur minimum de la fente permettant un fonctionnement sans décollements trop importants du diffuseur utilisés.

Liaison entre le coefficient de buse et les pertes de charge.

Comme il n'est pas toujours possible de faire des mesures de l'énergie fournie au fluide par l'hélice, nous allons essayer de relier les résultats obtenus à ceux qu'on peut tirer des mesures de pression, en particulier des mesures de pression statique qui sont possibles dans tous les cas.

Rappelons d'abord la relation entre le coefficient de buse et le coefficient de perte de charge : la puissance à fournir au fluide au droit de l'hélice est $Q \Delta p$, Q étant le débit

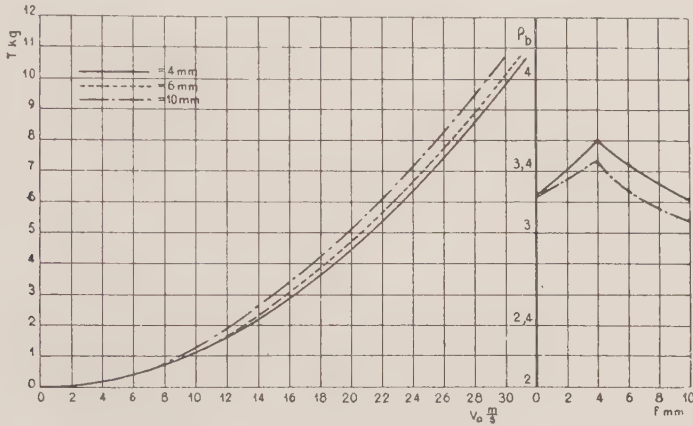


Fig. 17. — Traction d'hélice et coefficient de buse. Fente C

et Δp la différence de pression que doit établir l'hélice dont une partie sert à compenser les pertes de charge (pertes d'énergie dans la soufflerie dues au frottement, décollements, etc.) et l'autre l'énergie cinétique perdue à la sortie du diffuseur. Nous avons :

$$\rho_b = \frac{\frac{\rho}{2} S_0 V_0^3}{Q \Delta p};$$

avec :

$$\Delta p = k \frac{\rho}{2} V_0^2 + k' \frac{\rho}{2} V_0^2 = K \frac{\rho}{2} V_0^2;$$

k est le coefficient de perte de charge tel qu'on le définit habituellement, k' le coefficient correspondant à l'énergie cinétique perdue, K le coefficient de perte totale, d'où :

$$\rho_b = \frac{\frac{\rho}{2} S_0 V_0^3}{Q K \frac{\rho}{2} V_0^2};$$

lorsqu'il n'y a pas de fente :

$$Q = S_0 V_0 \quad \text{et} \quad \rho_b = \frac{1}{K};$$

c'est la formule classique :

$$\text{coefficient d'utilisation} = \frac{\text{rendement du ventilateur}}{\text{somme des pertes}};$$

lorsqu'il y a une fente :

$$Q_0 = S_0 V_0 \quad \text{est différent de } Q \text{ et} \quad \rho_b = \frac{1}{K} \frac{Q_0}{Q}.$$

C'est cette formule que nous appliquerons.

Le calcul de K se ramène à celui de k et de k' :

$$k' = \frac{\text{énergie cinétique perdue}}{\text{énergie cinétique dans la veine}} = \frac{\frac{\rho}{2} S_1 V_1^3}{\frac{\rho}{2} S_0 V_0^3};$$

l'indice 1 étant caractéristique de la sortie du diffuseur, il faudra tenir compte, dans le calcul de V_1 , du débit de la fente.

Le coefficient k ne peut se calculer rigoureusement qu'en faisant pour l'aire en amont de l'hélice l'intégrale $\iint_s \left(p + \frac{\rho}{2} V^2 \right) V \, dS$ (voir, à ce sujet, le chap. 1,3). Ce calcul est assez long et nécessite l'exploration (pressions statiques et pressions d'arrêt) de la section amont de l'hélice; c'est pourquoi nous proposons une méthode de première approximation qui ne nécessite que la connaissance de la pression statique en amont de l'hélice (il faut toutefois s'assurer que la pression statique est constante dans la section de mesure, ce qui n'est pas vrai si l'on se place trop près de l'hélice). Nous posons que la perte de charge est la différence entre la pression statique expérimentale et la pression statique théorique au même point. Ceci n'est pas rigoureux, parce que le calcul admet une valeur moyenne de $\frac{\rho}{2} V^2$ à partir des données expérimentales qui n'est pas exactement celle que donnerait le calcul exact de la moyenne sous la forme $\frac{1}{S} \iint_s \frac{\rho}{2} V^2 \, dS$. Toutefois, on peut considérer cette approximation comme du même ordre que celle faite habituellement et qui consiste à prendre la pression totale au centre d'un tuyau après un parcours suffisamment long. Elle présente, de plus, l'avantage de permettre le calcul à partir d'une seule mesure de pression statique quand la répartition des vitesses n'est pas plane, alors qu'il est tout à fait impossible de se contenter d'une seule mesure de pression totale si l'on ne dispose pas d'un long tuyau entre le diffuseur et l'hélice (ce qui est toujours le cas des souffleries du type Eiffel).

Dans le cas présent, nous admettrons que la perte de charge ainsi calculée représente la totalité des pertes de charge de la soufflerie, ce qui se justifie par le fait

que les pertes ont lieu en presque totalité dans la veine et la partie amont du diffuseur. Nous allons développer ces calculs dans deux cas particuliers :

a) *Essais de la fente B* (largeur 7,5 mm). — On a pris à chaque mesure de coefficient de buse la différence $p_{00} - p_{75}$ (pression du hall — pression statique au diamètre $\varnothing = 75$ cm); la moyenne de ces mesures donne :

$$\frac{p_{00} - p_{75}}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = 0,378;$$

le débit dans le diffuseur est :

$$Q_0 + Q_f = Q_0 \left(1 + \frac{2f}{R_0} \right) = Q_0 \left(1 + \frac{2 \times 7,5}{250} \right) = 1,06 Q_0,$$

d'où :

$$\frac{(p_{00} - p_{75})_{th}}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \frac{\frac{\rho}{2} V_{75}^2}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(\frac{V_{75}}{V_0} \right)^2 = \left(1,06 \frac{S_0}{S_{75}} \right)^2 = \left[1,06 \times \frac{(0,5)^2}{(0,75)^2} \right]^2 = 0,222,$$

$$k = 0,378 - 0,222 = 0,156,$$

et :

$$k' = \frac{\frac{\rho}{2} S_1 V_1^3}{\frac{\rho}{2} S_0 V_0^3} = \frac{S_1 V_1^3}{S_0 V_0^3}.$$

A la fin du diffuseur $\varnothing = 97$ cm :

$$V_1 = V_0 \frac{S_0 + S_f}{S_1}; \quad \frac{V_1}{V_0} = 1,06 \times \frac{(0,5)^2}{(0,97)^2} = 0,281;$$

$$k' = (0,281)^3 \frac{(0,97)^2}{(0,5)^2} = 3,76 \times 0,0222 = 0,0839;$$

$$K = k + k' = 0,156 + 0,0839 = 0,240,$$

d'où, par application de la formule établie précédemment :

$$c_b = \frac{1}{K} \frac{Q_0}{Q} = \frac{1}{0,240} \times \frac{1}{1,06} = 3,93.$$

On avait trouvé à partir de la mesure de traction d'hélice 3,79; la différence entre les deux résultats est donc d'environ 3,5 %.

b) *Essais de la fente A* (6 mm), la soufflerie étant munie d'un filtre, d'un grillage et d'une chambre de tranquillisation.

Moyenne des mesures de pression :

$$\frac{p_{00} - p_{75}}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = 0,4815;$$

$$Q = 1,048 Q_0; \quad \frac{(p_{00} - p_{75})_{th}}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(1,048 \times \frac{(0,5)^2}{(0,75)^2} \right)^2 = 0,216;$$

$$k = 0,4815 - 0,216 = 0,2655;$$

$$\frac{V_1}{V_0} = 1,048 \times \frac{(0,5)^2}{(0,97)^2} = 0,278; \quad k' = 3,76 \times (0,278)^3 = 0,081;$$

$$K = 0,2655 + 0,081 = 0,3465,$$

d'où :

$$\rho_b = \frac{1}{0,3465} \times \frac{1}{1,048} = 2,76;$$

on avait trouvé 2,93; la différence est un peu plus importante, elle atteint 5,8 %.

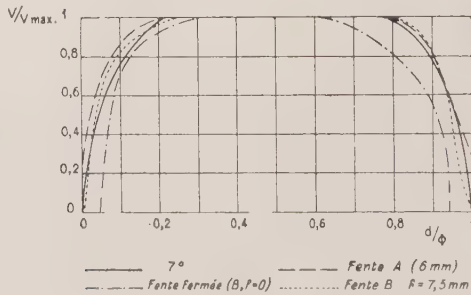


Fig. 18

Il faut signaler cependant que cette méthode ne donne pas de bons résultats lorsqu'il se produit des décollements importants dans le diffuseur, comme c'est le cas ici lorsque la fente est fermée, la diffusion réelle étant alors par trop différente de la diffusion théorique.

2. — Répartition transversale des vitesses dans le diffuseur.

Nous avons étudié à l'enregistreur Richard la répartition des pressions statique et totale données par un tube de Pitot que l'on déplace perpendiculairement à l'axe de la soufflerie. Il parcourt ainsi un diamètre ($\phi = 75$ cm). Le rapport entre la section de mesure et la section au col du diffuseur est 2,25. De la différence entre la pression d'arrêt et la pression statique en chaque point, on a déduit la vitesse locale. Quelques courbes caractéristiques sont reproduites *figure 18*. On a porté en abscisses le rapport $\frac{d}{\phi}$ de la distance du Pitot à la paroi au diamètre du diffuseur dans la section de mesure, et en ordonnées le rapport de la vitesse locale à la vitesse maximum dans la section. On trouvera la courbe correspondante pour un diffuseur de 7° dans les mêmes conditions, d'après

d'anciens travaux effectués à l'I.A.T. On peut voir que si la répartition des vitesses est nettement moins bonne pour le diffuseur sans fente que pour le 7°, elle est au moins équivalente dans certains cas de soufflage. Ceci nous permet de juger de l'influence du soufflage sur le fonctionnement du diffuseur. Pour le diffuseur sans fente, il y a des zones au voisinage des parois où la vitesse est dirigée en sens inverse du courant général, mais pour tous les cas de soufflage les décollements sont refoulés au delà de la section d'étude.

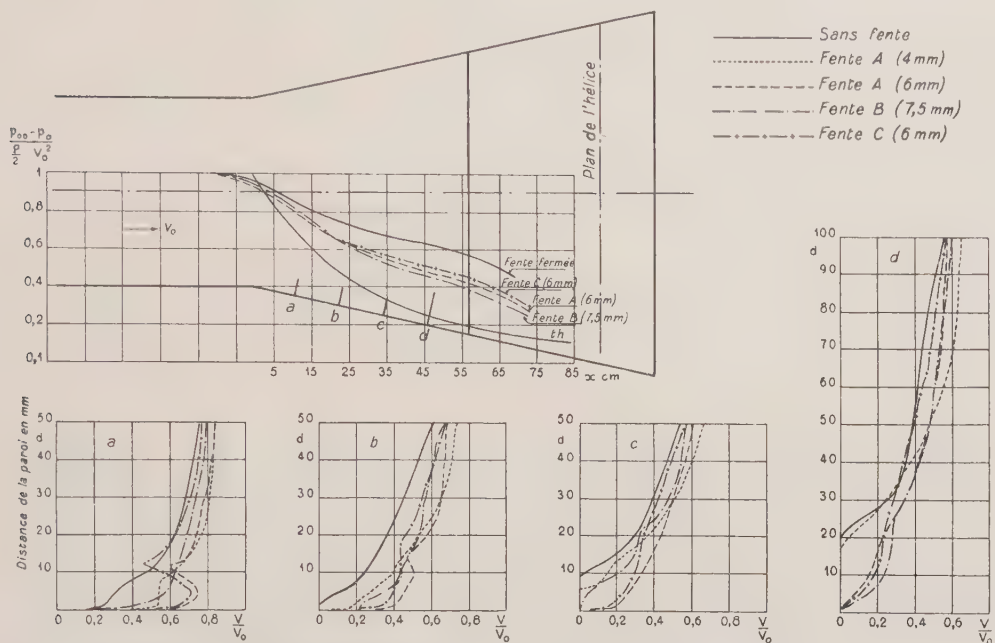


Fig. 19. — Pressions statiques axiales et répartition de vitesse au voisinage des parois

3. — Écoulement au voisinage des parois.

Un autre moyen, pour se rendre compte du fonctionnement des fentes, consiste à étudier l'écoulement du fluide au voisinage des parois du diffuseur en aval de la fente. La figure 19 montre le schéma du diffuseur et les zones (a, b, c, d) qui ont été explorées. En a, les prises statique et totale des sondes introduites se trouvent à 108 mm du col du diffuseur, en b, à 228 mm, en c, à 348 mm, en d, à 468 mm; on a exploré par enregistrement tous les millimètres sur 48 mm pour a, b et c, et sur 96 mm pour d. Les graphiques montrent l'évolution des vitesses dans ces zones (on a porté en ordonnées la distance du centre de la prise totale à la paroi, et en abscisses le rapport de la vitesse locale à la vitesse générale du courant dans la veine). On distingue nettement les zones dues au fluide débité par les fentes; les courbes obtenues avec soufflage sont caractéristiques de couches limites moins « usées » que celle correspondant à la fente fermée. A l'examen des enregistrements on constate, de plus, que la zone due au débit de la fente est très peu turbulente; la zone de mélange (à partir de 12 mm environ sur le graphique a) l'est beaucoup plus; au delà seulement des 48 mm étudiés se trouve la zone à vitesse constante, à turbulence voisine de celle de la veine d'expériences, et où la pression d'arrêt est sensiblement égale à la pression du hall p_{00} .

4. — Évolution de la pression statique axiale.

Nous avons enfin mesuré l'évolution de la pression statique axiale dans divers cas de fonctionnement. Le résultat de ces expériences est condensé *figure 19*. Nous avons tracé en trait plein la courbe théorique (loi de continuité, loi de Bernoulli et hypothèse d'une répartition plane des vitesses) correspondant au fonctionnement sans fente. Dans tous les cas nous avons observé que la pression statique commence à croître [la courbe $\frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = f(x)$ décroît], alors que la prise est encore dans la veine cylindrique.

La courbe qui se rapproche le plus de la courbe théorique est celle qui correspond à la fente la plus large (B, 7,5 mm). A égalité de largeur, la fente A fonctionne mieux que la fente C. Nous pensions pouvoir observer sur ces courbes un effet amont des fentes de soufflage [effet de source observé à grande vitesse (voir chap. 2,2)]; nos mesures au centre de la veine n'ont rien décelé dans ce sens. De même, le débit de la fente semblerait devoir se traduire par une diminution locale de pression statique (pseudo-convergence): en effet, prenons, par exemple, le cas de la fente B : largeur 7,5 mm, débit 0,06 Q_0 ; le débit immédiatement en aval de la fente (diamètre 50 cm) est 1,06 Q_0 ; la vitesse devrait donc s'élever à 1,06 V_0 et la pression statique diminuer de 12 %. Or, cet effet est invisible sur l'axe de la soufflerie. Ceci est dû sans doute au fait que les fentes débitent dans les couches limites; leur action ne modifie guère l'écoulement au delà de ces régions, tout au moins à l'échelle de nos mesures.

V. — CONCLUSION

Nous avons observé ici une amélioration importante du fonctionnement du diffuseur grâce à la présence des fentes. La soufflerie de 0,50 m fonctionne ainsi avec un rendement de buse qui est du même ordre de grandeur que celui des souffleries classiques à faible vitesse, malgré un diffuseur dont la longueur est seulement 28 % de celle du 7° équivalent.

2,2 ÉTUDE D'UNE MAQUETTE DE SOUFFLERIE SONIQUE MUNIE D'UN DIFFUSEUR A FENTES

I. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

A. — La soufflerie.

Nous avons utilisé, pour les essais, le compresseur Brown-Bovery de l'Institut Aérotechnique. Celui-ci est mû par un moteur électrique de 30 CV par l'intermédiaire d'un multiplicateur; la tuyère à étudier est placée de façon à constituer une petite soufflerie par aspiration, le compresseur rejette l'air dans le hall. La *figure 20* représente l'ensemble de l'installation.

Toutes les maquettes que nous avons étudiées possèdent en commun :

— un *collecteur* d'un rapport de contraction de 9 (*fig. 21*). Ce collecteur a été augmenté par la suite, lorsque nous avons essayé de faire fonctionner cette soufflerie en circuit fermé, d'un collecteur bois visible sur la *figure 22* qui portait le rapport de

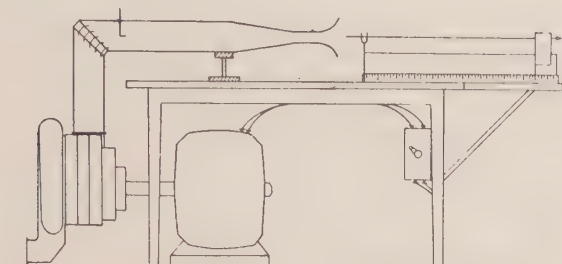


Fig. 20

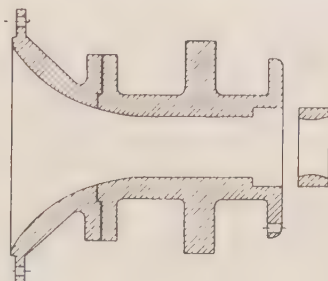


Fig. 21

contraction à 49. Il n'y avait d'autre intérêt à ce grand rapport de contraction que de se relier à une section existante sur le retour à faible vitesse, son influence sur les pertes de charge de l'ensemble de la soufflerie s'étant montrée nulle pour le fonctionnement par aspiration;

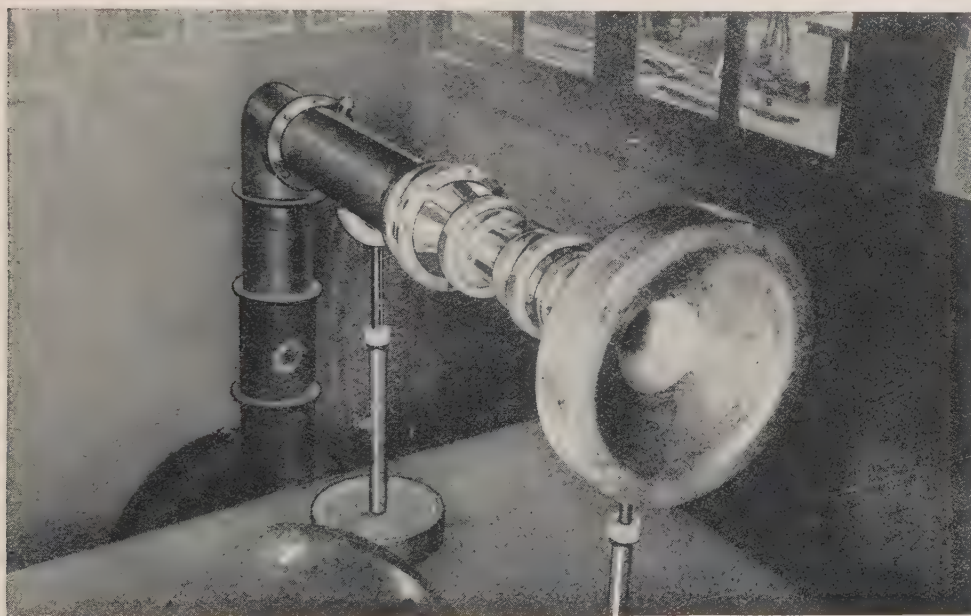


Fig. 22. — Vue d'ensemble de la maquette de soufflerie sonore

— une *veine cylindrique*, d'un diamètre de 40 mm et de 60 mm de longueur; dans le bloc cylindrique qui constitue la veine vient se loger (*fig. 23*) une couronne dont le diamètre intérieur minimum est légèrement inférieur à 40 mm et qui constitue, quand la tuyère fonctionne à une vitesse suffisante, un « *col sonore* ». Par extension, nous avons appelé ici « *cols soniques* » les diverses couronnes de métal que nous avons utilisées. Dans le chapitre 4,1 nous donnerons quelques détails sur l'utilisation de ces cols soniques;

-- après le *diffuseur*, qui est la partie essentiellement variable dans cette étude, se trouve un tuyau cylindrique de 120 mm de diamètre (tous les diffuseurs ont un rapport de sections de sortie et d'entrée $\sigma = 9$) et de 440 mm de longueur;

— un *coude à aubages* relie l'ensemble au compresseur.

Les diffuseurs étudiés seront décrits en détail au cours de l'exposé des essais. Les *fentes* correspondent à la forme B définie précédemment. Elles sont constituées comme l'indique la *figure 24*. Le rayon de courbure de la partie courbe de la fente est de 2,5 mm.

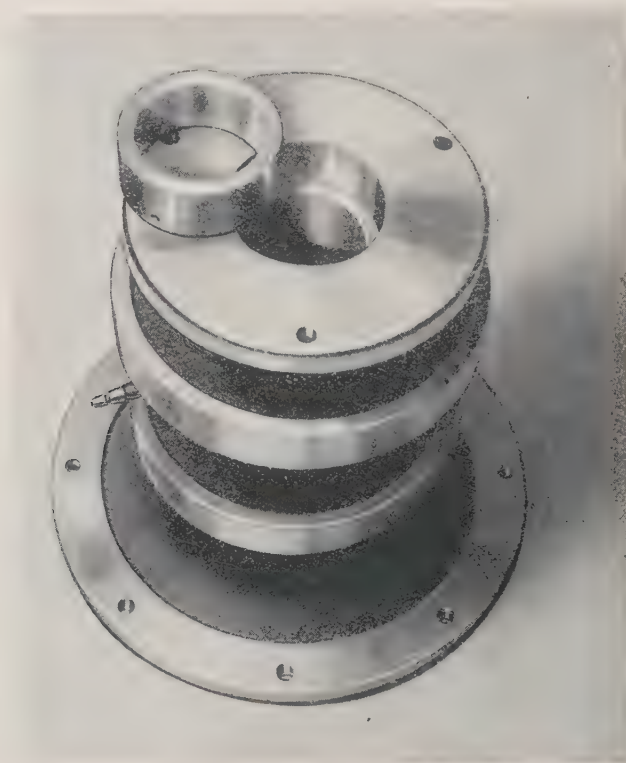


Fig. 23. — Un « col sonique » et son logement

La largeur de la fente est réglée à l'aide de rondelles que l'on serre entre les deux parties de diffuseur ainsi séparées; nous appelons « largeur de la fente » l'épaisseur de ces rondelles.

Une bague de centrage que l'on fait glisser une fois le montage terminé permet de s'assurer que la largeur de la fente est bien constante sur toute la circonférence.

B. — Les appareils de mesure.

Une prise de pression statique, constituée par un trou de 8/10 de mm dans la paroi de la veine, à 66 mm du début du diffuseur, est reliée à un manomètre à mercure vertical (voir la figure relative aux essais du tuyau cylindrique, chap. 4,2). On connaît ainsi la différence $p_{00} - p_0$ qui permet de trouver $\frac{\rho}{2} V_0^2$, compte tenu de la pression dans le hall p_{00} .

Une prise de pression d'arrêt est située au centre du tuyau cylindrique à 360 mm (trois diamètres) en aval du diffuseur; son diamètre extérieur est de 3,8 mm, intérieur de 2,3 mm; elle est reliée à un manomètre à mercure incliné sur lequel on lit $\Delta p = p_{00} - p_{\text{tot}}$, le réservoir du manomètre étant à la pression du hall. Nous nous sommes assurés qu'à cette distance du diffuseur la valeur de Δp était très sensiblement constante lorsqu'on déplace la prise totale le long d'un diamètre. Nous n'avons donc pas eu à tenir compte d'une correction relative au profil des vitesses en ce point. Par contre, en essayant de rapprocher la sonde du diffuseur, nous nous sommes aperçus que les lectures au manomètre devenaient de plus en plus difficiles, le courant instable dû aux décollements dans le diffuseur (en particulier pour les diffuseurs de grand angle essayés lorsque l'ouverture des fentes est assez éloignée de l'optimum) n'étant pas suffisamment amorti, et la répartition des vitesses marquant de trop grandes variations le long du diamètre.

Pour les mesures de pressions statiques le long de l'axe de la soufflerie, nous disposons d'une sonde longue de 1,50 m, d'un diamètre de 3,8 mm, percée de deux trous de 1 mm sur sa surface latérale, à 25 mm de son extrémité. Nous avons vérifié que la prise en paroi donnait bien le même résultat que la prise axiale située à la même position. Il y a toutefois lieu de tenir compte, spécialement lorsque le nombre de Mach dans la veine tend vers l'unité, de l'effet de contraction de la veine dû à la présence de la sonde axiale. Cette sonde est maintenue dans l'axe de la soufflerie et déplacée par un chariot mû par un petit moteur électrique. Ce chariot a déjà été utilisé à la soufflerie de 0,50 m.

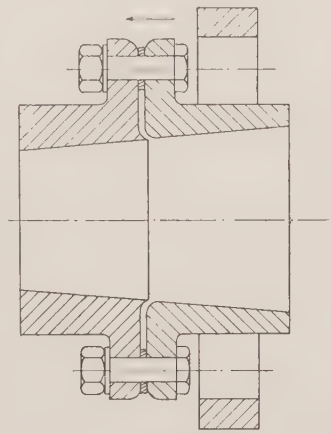


Fig. 21

Les lectures peuvent être faites au manomètre à mercure ou enregistrées photographiquement. Le manomètre enregistreur utilisé permet des mesures jusqu'à une demi-atmosphère; on peut ainsi suivre les variations de pression lorsque la tuyère fonctionne à vitesse sonique. Il est constitué par un tube de Bourdon (l'un des termes de la différence de pression mesurable est toujours p_{00}) relié par une lame de clinquant à une partie fixe du bâti; les déformations du tube agissent sur la lame qui porte un petit miroir. Un spot lumineux se réfléchit sur ce miroir et va impressionner un papier photographique porté par un tambour tournant. Une autre lampe permet de faire des tops synchronisés avec le déplacement du chariot.

Nous avons dû faire fabriquer un dispositif spécial pour mesurer avec précision le débit des fentes; nous le décrirons au moment de son utilisation.

II. — LES DIVERSES MAQUETTES ESSAYÉES, EXPÉRIENCES ET RÉSULTATS

Devant le grand nombre de maquettes essayées et les modifications successives que nous y avons apportées, nous développerons cet exposé en suivant l'ordre de nos expériences. Nous donnerons pour finir un tableau récapitulatif des résultats les plus intéressants.

Le but immédiat des recherches étant la construction d'une soufflerie pouvant fonctionner aux grandes vitesses, jusqu'à la vitesse du son, avec une puissance motrice minimum, le seul coefficient intéressant est le coefficient de perte de charge. Le Δp que nous mesurons correspond à l'ensemble de la soufflerie et non seulement au diffuseur; il est toutefois évident que, dans un tel cas (nous n'avons mis ni filtre ni grillage), les pertes dans le diffuseur constituent de très loin la plus grande part des pertes totales.

Afin de pouvoir comparer nos maquettes à des souffleries existantes, nous avons utilisé une maquette initiale dont le diffuseur est classique.

1. — Diffuseur de 7°.

Nous reviendrons plus loin sur l'étude détaillée d'un tel diffuseur. Il nous suffit, pour l'instant, d'en connaître les pertes de charge. L'expérience donne (mesures en mm de mercure) $p_{00} = 744$ mm Hg :

$p_{00} - p_0$	25	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275	300	313,5
Δp	3	5	8	11	14	16,8	20	22,6	26,5	30	33	38	46

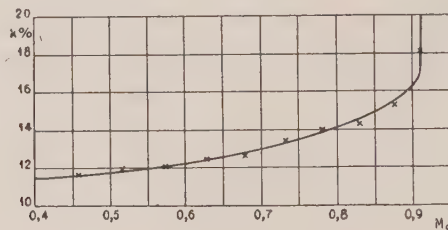


Fig. 25

Le passage de $p_{00} - p_0$ à $\frac{\rho_0}{2} V_0^2$ donne le coefficient de perte de charge $k = \frac{\Delta p}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}$:

d'où la courbe en fonction du nombre de Mach M_0 dans la veine (la longueur du 7° est, pour $\sigma = 9 : 16,31 D_0$) (fig. 25).

La veine cylindrique se prolonge sans rétrécissement jusqu'au début du diffuseur.

Ces résultats sont légèrement différents de ceux donnés dans quelques rapports partiels précédents : ces derniers, en effet, n'étaient pas exactement homogènes aux résultats qui vont suivre, les mesures de $p_{00} - p_0$ ayant été faites avec la sonde axiale très près du début du diffuseur; dans les résultats ci-dessus, $p_{00} - p_0$ a été mesuré à partir d'une prise statique en paroi à 66 mm du col, comme pour les diffuseurs suivants. Il s'ensuit une légère différence de ces valeurs (voir, à ce sujet, le chap. 4,2). D'autre part, les premières mesures avaient été faites avec une veine cylindrique plus courte, ce qui avait conduit à un Δp un peu plus petit.

Les diverses maquettes que nous allons maintenant passer en revue ont été fabriquées au tour dans des pieds de pales d'hélice récupérées après la Libération. Nous

devons à l'esprit d'à-propos de M. le professeur TOUSSAINT d'avoir eu ainsi à notre disposition un matériel relativement abondant, fabriqué directement à l'atelier de l'Institut, et d'un prix de revient fort modique.

2. — Diffuseur de 30° (fig. 26).

Tous les essais effectués avec les divers diffuseurs l'ont été en installant un col sonique d'un diamètre minimum de 39,75 mm. Dans les premières expériences le diffuseur allait jusqu'à un diamètre de 128 mm, une contraction homologue à celle que l'on devait faire en amont de l'hélice ramenait ce diamètre à 120 mm; l'expérience a montré qu'en arrêtant le diffuseur à $\varnothing = 120$ et en le raccordant directement au cylindre, les pertes de charge étaient les mêmes, tout au moins à la précision de nos mesures (essai fait avec divers diffuseurs). Nous appellerons longueur du diffuseur la longueur (rapportée au diamètre de veine D_0) correspondant à $\sigma = 9$ (de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 120$), $L = 3,74$, $D_0 = 0,23 L_7$ (L_7 , longueur du 7° équivalent).

Cette maquette possède une fente aussitôt après le col $\varnothing = 40$ et une autre fente f_2 pour $\varnothing = 66$.

Le réglage des fentes en vue de la perte de charge minimum se fait en réglant d'abord la fente amont, puis la fente aval; nous avons constaté en effet qu'il était impossible, en essayant de modifier le réglage de l'une ou l'autre fente, de dépasser le minimum ainsi trouvé.

Sauf pour les diffuseurs qui nous ont paru les plus intéressants, nous nous sommes limités à cinq ou six valeurs de $\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$ dans le domaine infrasonique; les courbes de perte de charge en fonction de M s'alignant d'une façon sensiblement parallèle, ces quelques points sont suffisants pour les comparaisons.

Les résultats d'essai du diffuseur de 30° sont consignés dans le tableau ci-dessous (en mm de mercure) :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_2 = 0; f_1$	0	$\Delta p = 25$	52	89	129	175
	0,4	30	68	107	146	182
	0,6	24	46	70	92	118
	0,8	23	46	72	95	123
	1,0	21	51	78	107	147
	1,2	24	53	82	123	169
$f_1 = 0,6; f_2$	0,6	20	43	66	89	113,5
	1,2	19	40	60,5	82	107
	1,8	18	37,5	58	78	101
	2,4	16	35	57	75	98
	3,0	17	36	57	77	99,5

Pour une dépression dans la veine de 250 mm Hg ($p_{00} = 750$ mm Hg), soit un nombre de Mach $M_0 = 0,78$, le coefficient de perte de charge $k = \frac{\Delta p}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}$ passe de 81,6 %, fentes fermées, à 45,7 %, fentes ouvertes, au réglage optimum ($f_1 = 0,6$; $f_2 = 2,4$).

Il y a lieu, toutefois, de prendre garde à la précision des résultats fentes fermées. Dans cet essai comme dans les suivants, la présence de la fente, si bien construite soit-elle,

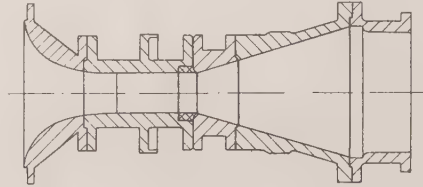


Fig. 26

introduit une discontinuité plus ou moins grande de la surface et, par suite, une perte de charge un peu plus grande que si le diffuseur avait été fabriqué spécialement sans fente.

3. — Premier diffuseur 8°/30° (fig. 27).

Ce diffuseur est constitué d'un 8° de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 66$, et d'un 30° de $\varnothing = 66$ à $\varnothing = 120$. Sa longueur est $7,18 D_0$, soit $\frac{L}{L_7} = 0,44$. Il possède une fente f_0 au col $\varnothing = 40$, une fente f_1 pour $\varnothing = 53$, et une fente f_2 à la liaison 8°/30° pour $\varnothing = 66$.

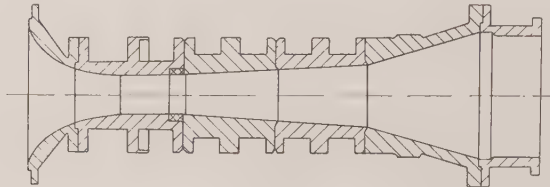


Fig. 27

Réglage de la première fente (les deux autres étant fermées) :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_0 = 0$	Δp	8	17	27	35	45
$f_0 = 0,4$		10	24	35	50	69
$f_0 = 0,6$		15	30	46	59	71

Lorsqu'on ouvre la fente plus encore, le fluide qui s'introduit par celle-ci provoque la formation d'un col sonique qui limite la vitesse dans la veine à un nombre de Mach inférieur au maximum normal (fig. 28 et 29).

Les pertes de charge croissant lorsqu'on ouvre la fente, nous la laisserons fermée ($f_0 = 0$). Ceci est logique *a priori* car, pour un angle d'ouverture de 8°, les décollements ne doivent pas se produire dès le début du diffuseur et, en conséquence, il n'y a pas lieu de lutter contre eux à cet endroit.

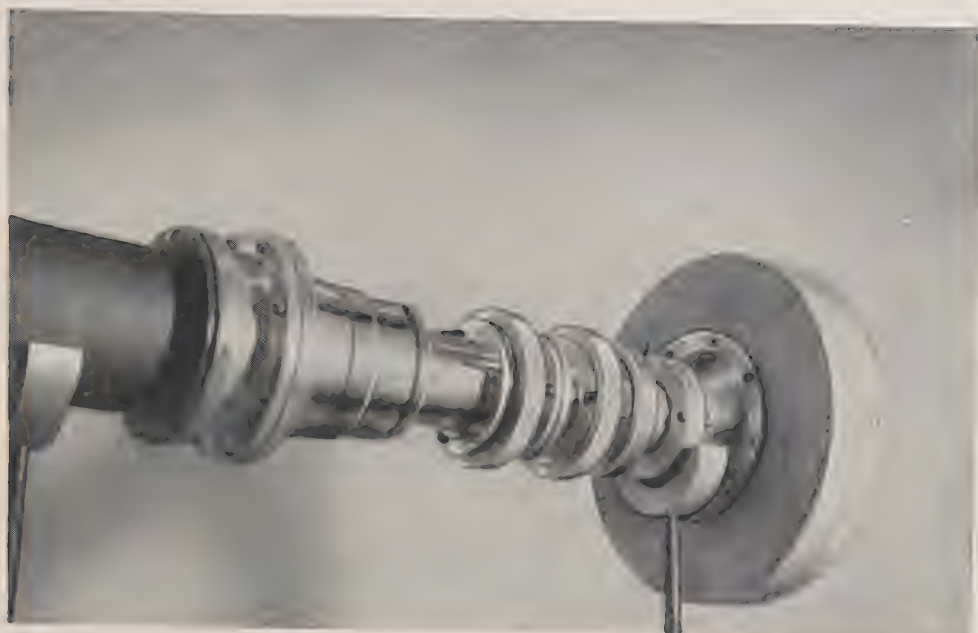


Fig. 28 — Le diffuseur de 8°/30°. Remarquer les fentes et les bagues de centrage



Fig. 29. — Diverses pièces du montage
Deux parties de diffuseur 8° montrant la constitution d'une fente. Un « col sonique » et une bague de centrage

Réglage de la fente f_1 ($f_0 = 0$; $f_2 = 0$) :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0,4$	Δp	8	17,1	27	34	45
$f_1 = 0,6$		8	17	27	34	45
$f_1 = 1,2$		8	17	25,5	33	42
$f_1 = 1,8$		7,5	15,5	24,7	32,2	41,3
$f_1 = 2,4$		7	14,5	23	30	40
$f_1 = 3,0$		7	14	22	28,5	36,5
$f_1 = 3,6$		6,5	14	22	29	38,5

En gardant l'optimum $f_1 = 3$, réglons f_2 :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_2 = 1$	Δp	6	12	17,5	24	30,2
$f_2 = 1,6$		6	12	17	23,5	29
$f_2 = 2,0$		5,5	11,7	18	23,5	29
$f_2 = 2,4$		6	12	18	23	29
$f_2 = 3,0$		8	16	23	31,5	39

Il y a un palier à perte de charge constante; nous prendrons une valeur moyenne $f_2 = 2$.

Nous nous sommes aperçus que la liaison veine-diffuseur (au droit de la fente fermée f_0) était assez mauvaise, aussi avons-nous dû faire refaire la première partie du 8° et couper le « col » à bord droit pour avoir une jonction correcte. L'optimum (que nous avons retrouvé pour le même réglage des fentes) correspond à des pertes de charge sensiblement diminuées :

$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
Δp	5	10	14,5	20	24,7

Nous reviendrons en détail sur ces résultats, et, mesurant le débit des fentes, nous calculerons le coefficient de buse de la soufflerie. Remarquons simplement qu'avec un diffuseur dont la longueur est 44 % seulement de celle du 7° équivalent, nous avons pour $M = 0,785$ ($p_{00} - p_0 = 250$ mm Hg) un coefficient de perte de charge de 0,115 au lieu de 0,138 pour le 7°, soit un gain brut de 16,65 %.

Nous avons fait divers enregistrements de pression statique : la figure 30 donne la répartition suivant l'axe de la soufflerie pour le réglage des fentes optimum ($f_1 = 3$, $f_2 = 2$). On voit très nettement sur cette courbe, qui correspond au fonctionnement avec $M = 1$ au col, l'influence des fentes sur l'évolution des pressions.

4. — Diffuseur à génératrices curvilignes.

Dans l'espoir de trouver de meilleurs résultats, nous avons cherché un diffuseur à génératrices curvilignes ayant même longueur et mêmes diamètres aux extrémités que le 8° précédent, il doit donc venir s'insérer entre le col sonique et le diffuseur de 30°.

Deux diffuseurs curvilignes ont été calculés, sans tenir compte des pertes de charge ni de l'évolution du profil des vitesses : l'un pour donner une évolution linéaire de la pression statique entre ses extrémités (a), l'autre pour donner un gradient de vitesse constant (b) (les calculs ont été faits pour $M = 0,78$). Le dernier a seul été réalisé et essayé (fig. 31).

Nous avons tout d'abord mesuré les pertes de charge pour l'ensemble de la soufflerie ainsi constituée, avec une seule fente entre le curviligne et le 30° :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200.	250
$f = 0$	Δp	13	29	43	59	70,5
$f = 1$		11	24	36	49,5	59
$f = 2$		11	23	36	49	59,5
$f = 3$		12	26	39	50	62

Fentes fermées, la perte de charge pour l'ensemble de la soufflerie (70,5 mm Hg pour une valeur de $\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$ de 0,333, $M = 0,78$) est nettement supérieure à celle obtenue avec le 8° équivalent (45 mm Hg). La courbe de pression statique expérimentale (fig. 31, points ○) montre qu'il serait souhaitable de mettre une fente à 13 cm du col, soit pour $\varnothing = 50$. Nous avons fait effectuer ce travail : le réglage des fentes f_1 à $\varnothing = 50$, f_2 à $\varnothing = 66$ donne les résultats ci-dessous :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0,6$	Δp	13	27	40	54	64
$f_1 = 1,2$		12	25	36	49	60
$f_1 = 1,8$		11	21	32,5	43	53
$f_1 = 2,4$		10	18,5	29	38	46
$f_1 = 3,0$		11	19	31,5	47	59

L'opitimum est ici pour $f_1 = 2,4$. Réglons donc f_2 avec $f_1 = 2,4$:

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_2 = 0,6$	Δp	9	17	27	36	44
$f_2 = 1,2$		8,5	18	27	34	43
$f_2 = 1,8$		9	18,5	29	37	45

Le réglage optimum est donc $f_1 = 2,4$, $f_2 = 1,2$.

Le minimum de perte de charge est nettement moins bon que celui obtenu avec le 8°/30°. La courbe de pression statique fente ouverte (points Δ) rend compte cependant de l'amélioration due à la présence de la fente.

Modifiant légèrement cette maquette, nous avons fait retoucher la partie aval du diffuseur curviligne (située entre les deux fentes); nous avons ainsi obtenu un tronc de cône de 18°. Les résultats n'ont été aucunement améliorés.

En conclusion, il est absolument impossible d'utiliser des diffuseurs à génératrices curvilignes si l'on recherche un minimum de pertes de charge. On peut expliquer ceci de la façon suivante : l'angle d'un diffuseur curviligne va croissant de l'amont vers l'aval; dans la partie amont (angle $< 7^\circ$), le frottement prédomine; les pertes se trouvent, de ce fait, supérieures à celles d'un 7° ou 8°; au delà, l'angle devenant plus important,

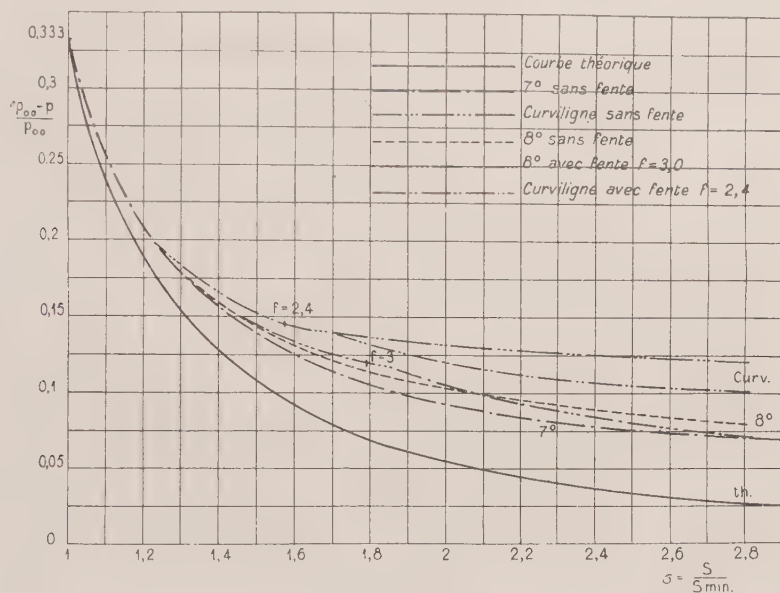


Fig. 32

il se produit des décollements. De la génératrice courbe il n'y a qu'une très faible partie dont la tangente fasse, avec l'axe, un angle voisin de $3^\circ 30'$ ou 4° ; par suite, tout le reste, c'est-à-dire la quasi-totalité, fonctionne dans des conditions moins avantageuses.

Afin de pouvoir comparer de plus près les divers résultats, et plus particulièrement de voir l'effet du fonctionnement des fentes, nous avons reporté sur un même graphique les courbes de pression statique de divers diffuseurs. Pour cela, nous avons porté en ordonnées le rapport $\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$, et en abscisses $\sigma = \frac{S}{S_{\min}}$. Nous avons une courbe théorique [dédue de l'abaque (fig. 5)] et nous pouvons inscrire les courbes caractéristiques des diffuseurs expérimentés à la même vitesse, ou, plus exactement, pour la même valeur de $\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$, quel que soit l'angle d'ouverture de ceux-ci.

La figure 32 montre, pour des valeurs de σ allant jusqu'à 2,8, c'est-à-dire jusqu'au début du diffuseur de 30° (pour la fente $\varnothing = 66$, $\sigma = 2,75$) :

— la courbe théorique calculée pour $M = 0,78$;

— la courbe donnée par un diffuseur de 7°;

— la courbe donnée par le diffuseur de 8° (lequel était suivi en aval du 30°) fonctionnant sans fente;

— la courbe relative au même 8°, mais avec une fente ($f_1 \pm 3$ mm); la position de la fente est marquée sur la courbe. On voit qu'en amont de la fente la répartition de pression statique expérimentale est plus éloignée de la répartition théorique que quand il n'y a pas de fente. Ceci est dû à l'effet de source dû à la fente. En aval de celle-ci, au contraire, la courbe expérimentale est sensiblement parallèle à la courbe théorique, elle s'en rapproche plus que celle correspondant au 8° sans fente et finit par devenir équivalente à celle du 7°. Cette amélioration est évidemment due à la suppression du décollement qui se produit dans les autres cas;

— les courbes du diffuseur curviligne, avec et sans fente. Comme précédemment, la partie de la courbe située à l'aval de la fente est, au moins sur une certaine longueur, sensiblement parallèle à la courbe théorique.

Nous avons également obtenu des courbes semblables pour l'écoulement à vitesse sonique. Comme elles ne présentent rien de particulier, nous n'avons pas jugé utile de les reproduire.

5. — Modifications du premier diffuseur 8°/30°.

Dans les essais qui vont suivre nous allons reprendre le diffuseur à deux angles 8°/30°, qui nous a donné déjà de bons résultats, et voir s'il est possible de l'améliorer par de petites modifications portant surtout sur la position des fentes :

a) Nous avons tout d'abord ajouté une fente que nous appellerons f'_0 entre le col et la fente f_1 . Pour $f'_0 \varnothing = 46$, l'expérience donne :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f'_0 = 0,6$	Δp	7,5	15,5	25,5	34	40
$f'_0 = 1,2$		8	15	24,5	33	40
$f'_0 = 1,8$		8	15	24	32	39
$f'_0 = 2,4$		8	16	26	33	40

Quelle que soit la largeur de cette fente, nous obtenons donc très sensiblement le même résultat. Le réglage ultérieur des deux autres fentes redonne le résultat obtenu précédemment sans cette fente supplémentaire : sa position, trop en amont du décollement, la rend inopérante;

b) Ayant repris la maquette primitive, nous avons fait subir une variation de forme à la fente située à $\varnothing = 53$ (*fig. 33*).

État initial : les deux parties de la fente s'emboîtent aussi exactement que possible l'une dans l'autre, fente fermée; la surface est pratiquement lisse; fente ouverte, la partie aval de la fente se trouve à l'intérieur du prolongement de la partie amont. Cet état de choses est peut-être nuisible : il peut provoquer, en quelque sorte, une contraction inutile de l'écoulement due au débit de la fente. La modification apportée, qui a consisté

à rogner 5 mm sur la partie B, a pour effet de laisser le passage de l'air de la fente le long de la paroi aval sans provoquer de contraction. En gardant pour la deuxième fente la largeur 2 mm, optimum précédent, on obtient, en réglant f_1 :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0,6$	Δp	7,5	14	22	29	35
$f_1 = 1,2$		6,5	12,5	19	25,5	30,5
$f_1 = 1,8$		6	12	17,5	24,5	29
$f_1 = 2,4$		6	10,5	16	21,5	26,5
$f_1 = 3,0$		5	10	14,5	20	25
$f_1 = 3,6$		5	10	15	20,5	26,5

Ce qui correspond, pour l'optimum, au même réglage de la fente et aux mêmes pertes de charge que précédemment. Les pressions statiques donnent aussi le même résultat;

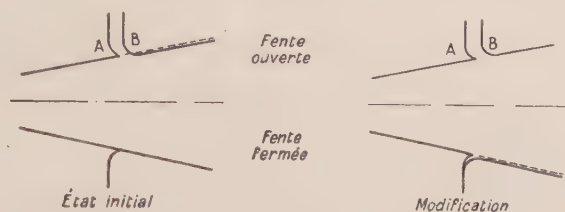


Fig. 33

c) *Déplacements de la fente dans le 8°.* — Ignorant *a priori* s'il n'était pas possible de mieux placer notre fente dans le 8° f_1 , nous avons fait fabriquer des maquettes pour des positions différentes de cette fente. Nous l'avons tout d'abord déplacée de 10 mm vers l'aval. Pour cette nouvelle fente $f_{1a} : \varnothing = 54,4$.

Réglage de la fente $f_{1a}; f_2 = 0$:

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_{1a} = 0,6$	Δp	8	15,5	24,5	32	42
$f_{1a} = 1,2$		8	15	25	32	40
$f_{1a} = 1,8$		8	14,5	22	30	38
$f_{1a} = 2,4$		7,5	13,5	21,5	27,5	34
$f_{1a} = 3,0$		7	13,5	19,5	26	32,5
$f_{1a} = 3,6$		7	12,5	19	25,5	31
$f_{1a} = 4,2$		7	13	20	27	33

Prenons donc $f_{1a} = 3,6$ pour régler f_2 :

$f_2 = 1$	Δp	6,5	10	15	19,5	24,5
$f_2 = 2$		7	13	21	26	33

L'optimum correspond, aux erreurs d'expériences près, aux mêmes pertes de charge que précédemment. Toutefois, le réglage montre que la première fente doit être plus

largement ouverte : située plus en aval, elle a plus de travail à fournir que dans le cas précédent; par compensation, la fente f_2 débite moins.

Nous avons aussi déplacé la fente vers l'amont, soit f_{1b} pour $\varnothing = 49,25$. Réglage de f_{1b} :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_{1b} = 1$	Δp	8	16	24,5	32	39
$f_{1b} = 2$		7,8	15	22,5	29,5	36,5
$f_{1b} = 2,6$		7,5	15	21	29	35,5
$f_{1b} = 3$		7,5	15	22	30	36

Gardons $f_{1b} = 2,6$ et réglons f_2 :

$f_2 = 0,6$	Δp	7,5	14	20,5	27	32
$f_2 = 1,2$		7,5	13,5	20,5	26	30
$f_2 = 1,8$		7,5	15	21	27	33

L'optimum est ici nettement moins bon que pour les positions précédentes de f_1 . La première fente, placée dans une zone où l'énergie des couches limites est encore importante, ne sert pas beaucoup; le Δp minimum pour f_2 fermée reste largement supérieur à celui obtenu avec f_1 ou f_{1a} ; f_2 , par contre, se trouve dans une zone trop fortement décollée et ne parvient pas à rétablir un bon fonctionnement.

Les petites modifications apportées au diffuseur $8^\circ/30^\circ$ n'ont donc apporté aucune amélioration supplémentaire. Elles ont seulement montré que de légères variations de forme ou de position de la fente ne seraient pas préjudiciables au fonctionnement du diffuseur. Toutefois, un déplacement trop important de la fente, vers l'amont ou vers l'aval, entraîne une sérieuse augmentation des pertes de charge.

6. — Diffuseur de $7^\circ/30^\circ$ (fig. 34).

Il est constitué du même 30° que précédemment; de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 66$, nous avons maintenant un diffuseur de 7° avec une fente f_1 pour $\varnothing = 53$. La longueur totale de ce diffuseur (de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 120$) est de $7,86 D_0$, soit 48 % de la longueur du 7° équivalent.

Les essais ont donné les résultats suivants (réglage de f_1 ; $f_2 = 0$) :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0$	Δp	7,5	15	24,5	33	43
$f_1 = 0,6$		8	16	24,5	33	42
$f_1 = 1,2$		7,5	15,5	23,5	30,5	36,5
$f_1 = 1,8$		7,5	15,5	23	29	35,5
$f_1 = 2,4$		7,5	14,5	21,5	28	34
$f_1 = 3,0$		8	14,5	21,5	28	34

Nous garderons $f_1 = 2,4$, le débit de la fente croissant ensuite sans apporter d'amélioration :

$f_2 = 1$	Δp	7,5	13	18	23	27,5
$f_2 = 2$		8	15	22	28	33

On voit, dès le réglage de la première fente, que les pertes de charge sont plus grandes que celles obtenues avec le $8^\circ/30^\circ$. Les fentes améliorent l'écoulement lorsqu'il y a décollement mais sont pratiquement sans action sur les pertes de charge dues au frottement le long des parois. Il semble donc logique, vu sous cet angle, que le $7^\circ/30^\circ$ qui donne, toutes fentes fermées, des pertes de charge légèrement inférieures à celles du $8^\circ/30^\circ$,

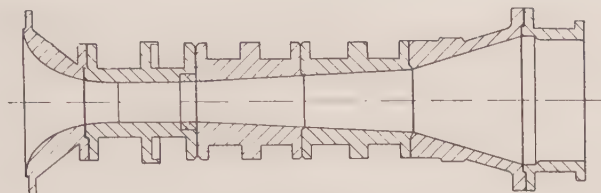


Fig. 34

ne puisse pas autant que lui être amélioré. Cherchons s'il est possible d'aller au delà de cet angle de 8° d'où nous sommes partis.

7. — Diffuseur de $9^\circ/30^\circ$ (fig. 35).

La seule modification, par rapport aux maquettes précédentes, est l'introduction d'un tronc de cône de 9° , à la place du 7° ou du 8° , entre $\varnothing = 40$ et $\varnothing = 66$, muni d'une fente pour $\varnothing = 53$.

Sa longueur est de $6,67 D_0$, soit 41 % du 7° équivalent.

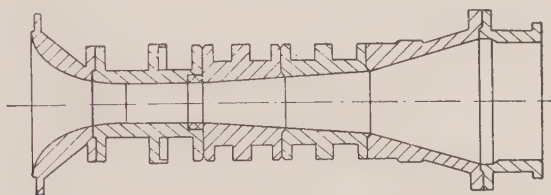


Fig. 35

Réglage des fentes :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0$	Δp	8	19	28	42	55
$f_1 = 1,0$		8	17,5	26,5	37	48
$f_1 = 2,0$		7	16	24,5	33	43
$f_1 = 2,6$		7	15,5	25	33,5	44
$f_1 = 3,0$		7	15	22	30	42
$f_1 = 4,0$		8	16	26,5	36	46

$f_1 = 3 :$

$f_2 = 0,6$	Δp	6	13	21	28	37
$f_2 = 1,0$		7	12	18,5	25	34
$f_2 = 2,0$		7	16	23	30	39

L'optimum est ici inférieur au 7° équivalent (13,3 % de plus sur les pertes de charge); de plus, le débit des fentes ferait encore baisser quelque peu le coefficient d'utilisation de la soufflerie. Notons cependant que dans une soufflerie à grande vitesse à retour, il est nécessaire d'admettre de l'air pour le refroidissement; l'air admis ici n'est donc pas inutile et, de plus, nous avons une maquette très courte puisque son diffuseur dépasse à peine les 4/10 de la longueur d'un 7°.

8. — Diffuseur 8°/13°/30° (fig. 36).

C'est encore une maquette très courte, sa longueur n'est que de 6,26 D_0 , soit 38 % du 7°. Nous avons un tronc de cône de 8° de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 53$ muni d'une fente à son extrémité $\varnothing = 53$, un 13° de $\varnothing = 53$ à $\varnothing = 66$, une fente f_2 et le 30° habituel de $\varnothing = 66$ à $\varnothing = 120$. Cette maquette dérive de la première maquette 8°/30° par substitution d'un tronçon de 13° à la partie aval du 8°.

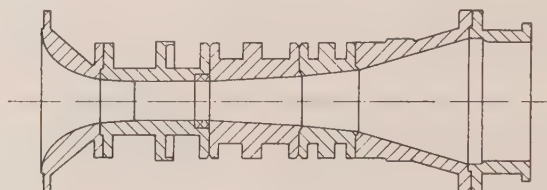


Fig. 36

Réglage des fentes :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0$	Δp	10,5	23	34	47	55
$f_1 = 1,0$		9	18	26,5	33	43
$f_1 = 2,0$		7,5	13,5	20,5	29,5	36
$f_1 = 2,4$		7	13	21	28	34
$f_1 = 2,6$		7,5	14	23	28,5	34,5
$f_1 = 3,0$		7,5	16	24	32	39

Donc $f_1 = 2,4$:

$f_2 = 1,0$	Δp	7	12	20	27	31,5
$f_2 = 1,6$		7,5	13	19,5	26	30,5
$f_2 = 2,0$		8	13	19,5	27,5	32

L'optimum est ici très voisin du résultat obtenu avec le 7°; ce diffuseur est cependant moins bon (30,5 mm Hg au lieu de 24,7) que notre premier diffuseur 8°/30°. Un essai d'amélioration par adjonction d'une fente supplémentaire dans le 8° (pour $\varnothing = 49,75$) n'a donné aucun résultat. Ceci montre l'inutilité d'une fente pour un diamètre inférieur à 53 mm, ce que nous avons déjà constaté sur le 8°/30°. La différence entre ces deux diffuseurs est due au fait que la partie à 13°, dont le fonctionnement laisse à désirer, reçoit un écoulement à grande vitesse; les pertes de charge, proportionnelles au carré de cette vitesse, ont, par suite, une influence importante sur le résultat global.

Les résultats obtenus jusqu'à présent montrent que, pour raccourcir la soufflerie sans augmenter sensiblement les pertes de charge, il faut porter nos efforts sur la partie

à faible vitesse du diffuseur. Pour un gain de longueur imposé, il vaut mieux, en effet, ouvrir largement l'angle du diffuseur dans sa partie aval où, dans tous les cas, la récupération de pression est très faible, que toucher à la partie amont dont l'importance est primordiale. Nous garderons donc pour l'amont le diffuseur de 8° qui, avec sa fente à $\varnothing = 53$, a donné les résultats optimum. Nous avons deux possibilités pour raccourcir le diffuseur : soit augmenter la part du 30° en remplaçant une partie du 8° par du 30° , soit remplacer le 30° par un cône d'angle encore plus grand; nous les emploierons successivement.

9. — Deuxième diffuseur $8^\circ/30^\circ$ (fig. 37).

Ce diffuseur possède une partie amont en 8° (de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 60$) avec une fente pour $\varnothing = 53$, une deuxième fente pour $\varnothing = 60$ où commence le diffuseur de 30° .

Sa longueur est $6,38 D_0$, soit 39 % de celle du 7° ; il est plus court que le premier $8^\circ/30^\circ$ de $0,8 D_0$.

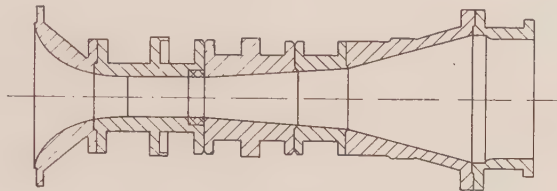


Fig. 37

Réglage des fentes ($f_2 = 0$) :

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_1 = 0$	Δp	9	18	27,5	36,4	47
$f_1 = 2,4$		7	13	19	25,8	32
$f_1 = 2,6$		7	13	18,8	24,9	31
$f_1 = 2,8$		7	13	19	25,2	31,5
$f_1 = 3,0$		7	13	19	25,4	31,8

Adoptons $f_1 = 2,6$:

	$p_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_2 = 0,6$	Δp	6,5	12,2	17,2	23,4	28,2
$f_2 = 1,0$		6	11,5	16,3	22	28
$f_2 = 1,2$		5,8	10	14,6	21	27
$f_2 = 1,6$		6	10	15	21,7	27,5

Nous reviendrons plus en détail sur le fonctionnement de ce diffuseur. Remarquons seulement que, malgré sa faible longueur, il donne des pertes de charge inférieures à celles du 7° ; elles restent toutefois supérieures de 9,3 % à celles du $8^\circ/30^\circ$ primitif. Un essai fait pour déplacer la fente du 8° vers l'amont a donné les mêmes résultats négatifs que ci-dessus.

10. — Diffuseur 8°/40° (fig. 38).

Dans les deux essais qui suivent, nous avons utilisé le 8° de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 66$ avec sa fente pour $\varnothing = 53$ qui avait servi pour le premier diffuseur 8°/30°; ce diffuseur a une longueur de $6,5 D_0$, soit 40 % du 7°. Pour ce diffuseur et le suivant, le réglage de la première fente est le même que dans le 8°/30°; cette fente travaillant dans des conditions tout à fait semblables, il est normal qu'on ait retrouvé le même réglage. Il n'en va pas de même de la deuxième fente avec $f_1 = 3$:

	$p_{00} - p_0$	100	150	200	250
$f_2 = 0$	Δp	12,5	18	23	29
$f_2 = 1,0$		11,5	16,5	21,5	27
$f_2 = 2,0$		13	22	29	34

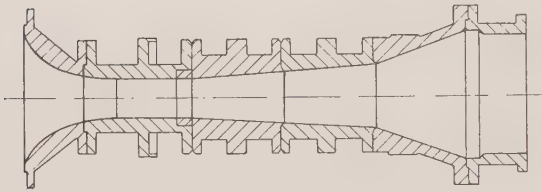


Fig. 38

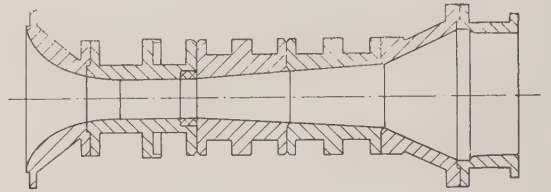


Fig. 39

11. — Diffuseur 8°/50° (fig. 39).

Longueur : $6,10 D_0 = 37$ % du 7°.

Avec $f_1 = 3,0$:

	$p_{00} - p_0$	100	150	200	250
$f_2 = 0$	Δp	12	18,5	24	29
$f_2 = 1,0$		12,5	18,5	23,5	29
$f_2 = 2,0$		14,5	21	27	34

Après le réglage de la première fente ($f_1 = 3$), la seconde étant fermée on retrouve les mêmes résultats qu'avec le 8°/40°; il est à peu près certain que, dans les deux cas, le fluide décolle complètement des parois dès son entrée dans le diffuseur de grand angle, mais alors que la seconde fente est fort efficace dans le 30° elle l'est déjà beaucoup moins dans le 40° et ne parvient plus du tout, dans le 50°, à s'opposer au décollement. Comme sur les ailes d'avions les dispositifs de soufflage ou d'aspiration ne parviennent à supprimer les décollements que jusqu'à une incidence maximum, il y a ici une ouverture maximum au delà de laquelle nos fentes, telles qu'elles sont conçues, sont inefficaces. Ce serait ici, sans doute, le domaine du soufflage forcé, de l'aspiration, ou des rotors Favre, tous procédés qui, disposant d'une source d'énergie extérieure, peuvent, à condition d'accroître suffisamment cette énergie, obtenir des performances plus remarquables quoique plus coûteuses.

III. — TABLEAU RÉCAPITULATIF

Regroupons les résultats déjà obtenus sous forme du tableau d'ensemble ci-dessous : on y trouve, pour chaque diffuseur (les numéros sont ceux des paragraphes où les diffuseurs ont été décrits) :

- la longueur rapportée au diamètre de veine D_0 ;
- la longueur rapportée à celle du 7° de même rapport de sections L_7 ;
- la position de la (ou des) fente définie par son diamètre;
- la largeur de cette fente (épaisseur des rondelles entre les deux parties de la fente);
- le coefficient de perte de charge k pour $M_0 = 0,78$.

DIFFUSEUR	$\frac{L}{D_0}$	$\frac{L}{L_7}$	FENTES		k
			POSITION	LARGEUR	
1. 7°	16,31	1			0,138
2. 30°	3,74	0,23	—	—	0,816
			40 66	0,6 2,4	0,457
3. Premier $8^\circ/30^\circ$..	7,18	0,44	—	—	0,210
			53 66	3,0 2,0	0,115
4. Curviligne et 30° ..	7,18	0,44	—	—	0,328
			50 66	2,4 1,2	0,200
6. $7^\circ/30^\circ$	7,86	0,48	—	—	0,200
			53 66	2,4 1,0	0,128
7. $9^\circ/30^\circ$	6,67	0,41	—	—	0,256
			53 66	3,0 1,0	0,158
8. $8^\circ/13^\circ/30^\circ$	6,26	0,38	—	—	0,256
			53 66	2,4 1,6	0,142
9. Deuxième $8^\circ/30^\circ$..	6,38	0,39	—	—	0,219
			53 60	2,6 1,2	0,126
10. $8^\circ/40^\circ$	6,50	0,40	53 66	3,0 1,0	0,126
			53 66	3,0 1,0	0,135
11. $8^\circ/50^\circ$	6,10	0,37			

Ce tableau montre d'une façon évidente qu'un diffuseur de 7° ne représente qu'un optimum tout à fait relatif et qu'il est possible de construire des souffleries tout aussi économiques, et même plus, avec des longueurs de diffuseur inférieures à 50 % de celle du 7° .

IV. — DÉBIT DES FENTES ET COEFFICIENT D'UTILISATION

Pour déduire le coefficient d'utilisation d'une soufflerie munie d'un diffuseur à fentes de son coefficient de perte de charge, il est nécessaire de connaître le débit des fentes. Nous calculerons d'ailleurs, non le coefficient d'utilisation, qui est fonction du rendement de l'hélice ventilateur, mais le coefficient de buse, rapport de l'énergie cinétique dans la veine à la puissance fournie au fluide par le ventilateur. Nous ferons d'abord tous les calculs sans tenir compte de la perte d'énergie à la sortie de la buse, nous verrons son influence sous la forme de corrections à apporter dans le bilan final.

Nous avons essayé de mesurer le débit des fentes à l'aide de prises statiques sur la paroi de ces fentes, assez loin de l'endroit où elles débouchent dans le diffuseur; les résultats donnés par quatre prises placées ainsi à diverses distances de l'axe n'étant pas cohérents, nous avons dû faire fabriquer le dispositif dont un schéma en coupe et une photographie sont donnés par les figures 40 et 41.

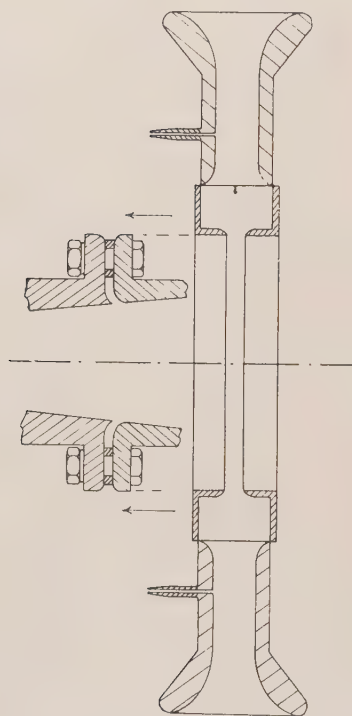


Fig. 40

Les petits collecteurs ont pour génératrices des courbes obtenues par transformation conforme. La section des cylindres qui relient ces quatre collecteurs à la couronne est calculée pour être parcourue à des vitesses de l'ordre de 20 à 40 m/s au maximum. Le collier intérieur de la couronne s'installe comme une bague de centrage, à frottement assez dur, autour des fentes; l'étanchéité est assurée par un masticage complémentaire. Dans tous les cas les quatre prises statiques ont donné les mêmes résultats, ce qui prouve la très bonne qualité de réalisation de ce matériel.

Nous avons ainsi calculé, à partir de ces mesures de vitesse dans les quatre prises d'air alimentant la fente, le débit de cette fente pour une largeur et une vitesse données. Sur le graphique de la figure 42, nous avons porté en abscisses le nombre de Mach dans la veine, et en ordonnées le rapport $\frac{\sum Q_f}{Q^+}$, $\sum Q_f$ étant le débit total des fentes correspondant au réglage indiqué, Q^+ étant le débit de la veine ramené à la même valeur de ρ , c'est-à-dire la part du débit-volume traversant l'hélice et venant de la veine (a. 164 et 165).

Ce graphique (fig. 42) porte les résultats relatifs au premier 8°/30° pour son réglage optimum. Ce débit croît sensiblement avec la vitesse dans la veine, ce qui est normal : la perte de charge au droit des fentes croissant suivant une loi voisine de celle que nous avons observée à l'aval des diffuseurs, la différence de pression génératrice de la vitesse dans la fente croît de même, ainsi donc que le débit de celle-ci.

Les courbes ci-dessus, ainsi que les suivantes, sont toutes limitées à $M = 0,87$, qui est la vitesse maximum dans la veine de $\varnothing = 40$ due au col sonique de $\varnothing = 39,75$ que nous avons installé entre cette veine et le diffuseur. Le graphique de la *figure 13* représente pour ces deux diffuseurs, et pour les mêmes réglages, le coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Mach dans la veine.

Nous allons maintenant pouvoir passer au coefficient de buse : en ne tenant pas

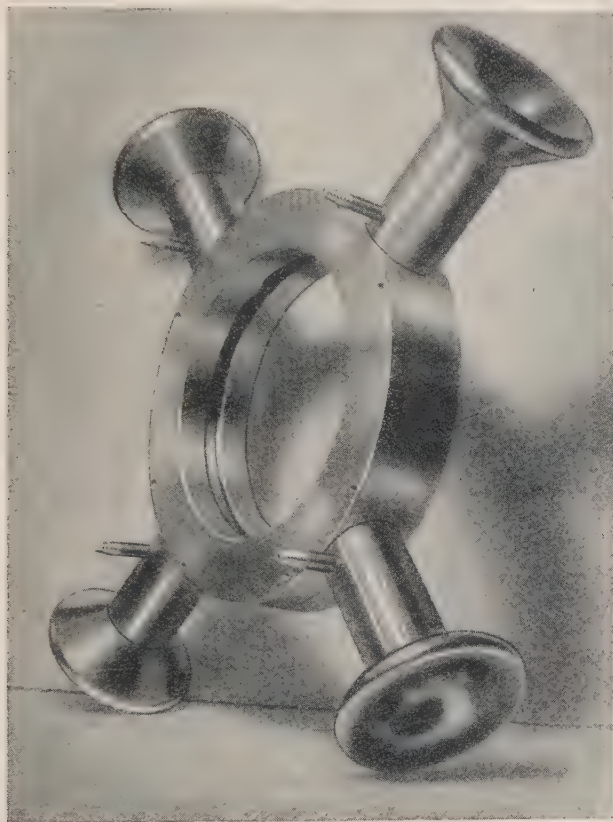


Fig. 41

compte momentanément de l'énergie cinétique perdue à la sortie de la buse, on a par définition, pour une soufflerie sans fentes :

$$\varphi_b = \frac{\iint_{S_0} \frac{\rho_0}{2} V_0^3 dS_0}{\iint_{S_1} \Delta p V_1 dS_1},$$

soit, en vertu des approximations déjà faites :

$$\varphi_b = \frac{\frac{\rho_0}{2} S_0 V_0^3}{Q + \Delta p} = \frac{\frac{\rho_0}{2} Q_0 V_0^2}{Q_0 \frac{\rho_0}{\rho_{00}} \Delta p} = \frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2 \rho_{00}}{\Delta p \rho_0} = \frac{1}{K} \cdot \frac{\rho_{00}}{\rho_0}.$$

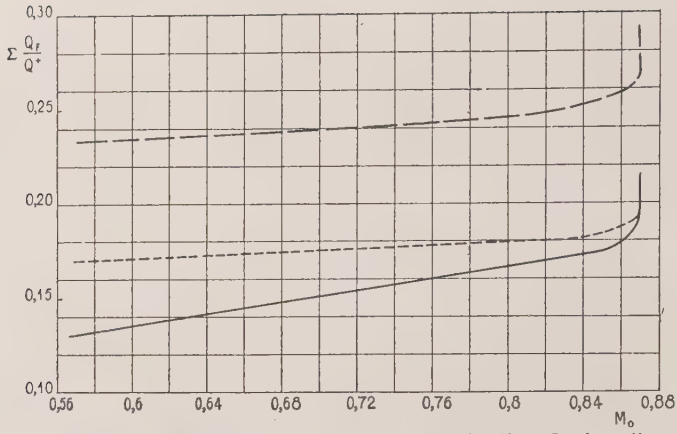


Fig. 42. — Premier 8°/30° : ($f_1 = 3$; $f_2 = 2$) ; ($f_1 = 2$; $f_2 = 1$)
Deuxième 8°/30° : ($f_1 = 2,6$; $f_2 = 1,2$)

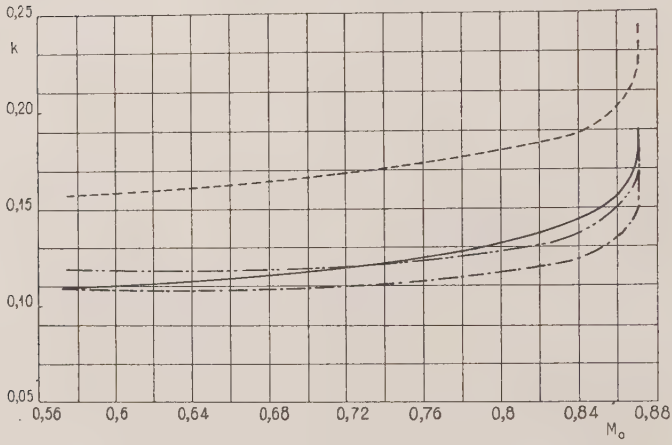


Fig. 43

Premier 8°/30° (fentes fermées) : ($f_1 = 3$; $f_2 = 2$) ; ($f_1 = 2$; $f_2 = 1$)
Deuxième 8°/30° : ($f_1 = 2,6$; $f_2 = 1,2$)

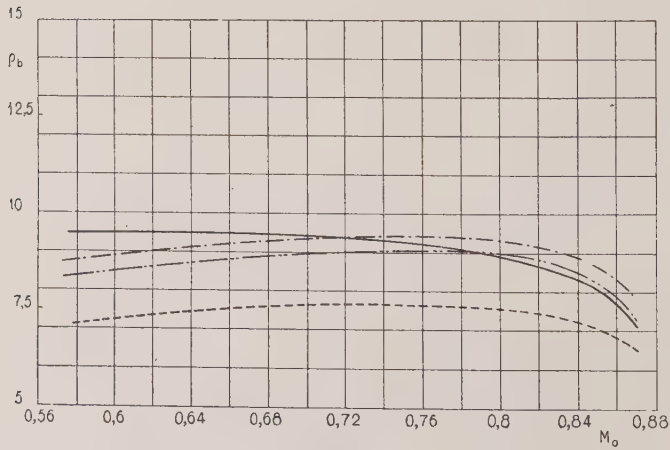


Fig. 44

Si le diffuseur possède des fentes, on a alors :

$$\rho_b = \frac{\frac{\rho_0}{2} Q_0 V_0^2}{(Q^+ + \Sigma Q_f) \Delta p} = \frac{1}{k} \frac{Q_0}{Q^+ + \Sigma Q_f} = \frac{1}{k} \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{Q^+}{Q^+ + \Sigma Q_f} = \frac{1}{k} \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{1}{\left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+}\right)}.$$

Nous avons ainsi calculé les courbes de ρ_b (fig. 44). Les courbes relatives au réglage pour la perte de charge minimum des deux diffuseurs de 8°/30° présentent un maximum, en ce qui concerne les coefficients de buse, au voisinage de $M = 0,77$ (a. 165, 166 et 167).

Pour $M = 0,78$, la soufflerie avec diffuseur de 7° aurait un :

$$\rho_b = \frac{1}{0,138} \times \frac{1}{0,751} = 9,65.$$

Malgré sa longueur plus que double il ne donnerait qu'un gain absolument négligeable (9,65 au lieu de 9,48, soit 1,8 %), et encore serait-il nécessaire d'amener l'air de refroidissement, ce qui entraînerait une dépense d'énergie assez importante et, par suite, une baisse sensible du coefficient global de l'installation.

On peut penser que, par suite de l'influence du débit des fentes ΣQ_f sur la valeur de ρ_b , il est possible que le réglage des fentes correspondant au maximum de coefficient d'utilisation ne soit pas celui qui correspond au minimum de perte de charge. Si l'on cherche à augmenter la largeur des fentes à partir du réglage optimum, qui correspond au minimum de k pour toutes les valeurs de M , le coefficient de perte de charge k augmente, en même temps le débit des fentes augmente, donc le coefficient de buse ne peut que diminuer. Si, au contraire, on cherche à diminuer la largeur des fentes, le coefficient de perte de charge augmente, mais le débit-fente diminue : il se peut que, dans certains cas, l'effet sur le coefficient de buse soit favorable; toutefois, l'influence d'une variation du coefficient de perte de charge est beaucoup plus importante sur la valeur de ρ_b qu'une variation de ΣQ_f . Dans la formule :

$$\rho_b = \frac{1}{k} \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{1}{\left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+}\right)},$$

on voit, en effet, que l'importance relative de k et de Q_f n'est pas la même : une augmentation de k de 10 %, par exemple, fait décroître ρ_b de 10 %. Pour maintenir le même ρ_b il faudrait que $1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$ diminue de 10 %. Pour le 8°/30° $\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$ est voisin de 24 % : $1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+} = 1,24$ et devrait devenir 1,12, soit $\frac{\Sigma Q_f}{Q^+} \leq 12$ % (d'où une diminution de Q_f de 50 %) (nous avons joint dans les trois graphiques précédents les courbes relatives au premier 8°/30° avec un réglage plus petit des fentes : $f_1 = 2$, $f_2 = 1$). On constate justement que cette compensation se produit pour des valeurs relativement faibles de M ($M \leq 0,7$) mais devient absolument impossible au delà de cette valeur.

Le but que nous nous étions proposés étant précisément la mise au point de la maquette de soufflerie pour des valeurs du nombre de Mach aussi grandes que possible,

tout en restant dans le domaine infrasonique, nous pouvons en conclure que le réglage des fentes correspondant à la perte de charge minimum est bien celui qui correspond au coefficient d'utilisation maximum.

Enfin, il y a lieu d'apporter une correction aux coefficients de buse pour tenir compte de la perte d'énergie cinétique à la sortie du diffuseur. Une première approximation consiste à admettre une répartition en bloc (vitesse constante dans toute la section) à la sortie du diffuseur :

La formule de ρ_b devient alors :

$$\rho_b = \frac{\iint_{S_0} \frac{\rho_0}{2} V_0^3 dS_0}{\iint_{S_1} \Delta p V_1 dS_1 + \iint_{S_1} \frac{\rho_1}{2} V_1^3 dS_1} = \frac{\frac{\rho_0}{2} Q_0 V_0^2}{Q^+ \Delta p + Q^+ \frac{\rho_1}{2} V_1^2} = \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{1}{k'},$$

en posant :

$$k' = \frac{\Delta p + \frac{\rho_1}{2} V_1^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2} = k + \frac{\rho_1 V_1^2}{\rho_0 V_0^2}.$$

Et, pour un diffuseur à fentes :

$$\rho_b = \frac{\frac{\rho_0}{2} Q_0 V_0^2}{(Q^+ + \Sigma Q_f) \Delta p + (Q^+ + \Sigma Q_f) \frac{\rho_1}{2} V_1^2} = \frac{\rho_{00}}{\rho_0} \frac{1}{k'} \frac{1}{\left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+}\right)},$$

avec :

$$k' = \frac{\Delta p + \frac{\rho_1}{2} V_1'^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}.$$

Nous avons écrit ici V_1' pour le différentiel de V_1 ; dans le calcul suivant V_1' doit, en effet, tenir compte du débit des fentes :

$$V_1' = V_1 \left(\frac{Q^+ + \Sigma Q_f}{Q^+} \right) = V_1 \left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+} \right),$$

$$k' = k + \frac{\frac{\rho_1}{2} V_1^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2} \left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+} \right)^2.$$

V_1 (et V_1') peuvent facilement être déduits d'une donnée relative à la veine ($p_{00} - p_0$, M_0 , ou $\frac{\rho_0}{2} V_0^2$) à l'aide des abaques donnés dans la première partie.

A titre d'exemple, nous ferons ce calcul pour deux cas particuliers : diffuseurs de 7° et $8^\circ/30^\circ$ avec fentes pour une vitesse de veine $M_0 = 0,78$. Dans les deux cas :

$$M = 0,78; \quad \frac{p_{00} - p_0}{p_{00}} = 0,333; \quad \pi = 0,667; \quad \frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}} = 0,286.$$

Pour avoir la vitesse du son dans un col sonique virtuel, il faut que $M = 0,78$ corresponde à un σ_0 de 1,045. Pour un rapport de sections de 9 entre S_0 et S_1 on aurait donc, par rapport au col sonique virtuel, $\sigma'_1 = 9 \times 1,045 = 9,41$, ce qui correspond

à une valeur de $\pi = 0,9975$, d'où $\frac{\frac{\rho_1}{2} V_1^2}{p_{00}} = 1 - \pi = 0,0025$:

$$\frac{\frac{\rho_1}{2} V_1^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2} = \frac{0,0025}{0,286} = 0,00875 \cong 0,009.$$

Pour le diffuseur sans fente (7°) :

$$k' = k + 0,009 = 0,138 + 0,009 = 0,147,$$

$$\rho_b = \frac{1}{0,147} \times \frac{1}{0,751} = 9,05,$$

soit ici une baisse sur ρ_b de 6,2 %.

Pour le 8°/30° à fentes :

$$k' = k + 0,00875 \times (1,243)^2 = k + 0,0135,$$

d'après les courbes précédentes $k = 0,113$:

$$k' \cong 0,127,$$

d'où :

$$\rho_b = \frac{1}{0,127} \times \frac{1}{0,751} \times \frac{1}{1,243} = 8,45.$$

La correction est ici plus importante et atteint 10,9 %. La comparaison des résultats susciterait la même discussion concernant la nécessité d'addition d'air que celle déjà faite précédemment.

Il serait possible, d'après les résultats concernant la répartition des vitesses, résultats qui feront l'objet du prochain chapitre, de tenir compte de cette répartition pour la perte d'énergie cinétique. L'énergie cinétique perdue est, en fait, toujours plus grande que celle correspondant à une répartition plane des vitesses. Cette nouvelle

correction porte uniquement sur le coefficient $\frac{\frac{\rho_1}{2} V_1^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}$ et entraîne, au maximum, une

correction sur ρ_b de 2 à 2,5 %. En fait, la présence de l'hélice ventilateur dans l'écoulement avant la perte de l'énergie cinétique, dans une soufflerie du type Eiffel, modifie profondément le champ des vitesses; c'est pourquoi il nous semble tout à fait illusoire de faire entrer en jeu une telle correction et nous préférons nous en tenir à la précédente approximation.

V. — CONCLUSION

Nous pensons avoir montré dans ce chapitre que, devant la nécessité où nous nous trouvons de construire rapidement des souffleries à grande vitesse, une solution particulièrement économique, puisqu'elle réduit de plus de moitié la longueur des diffuseurs, partie la plus encombrante d'un tel genre de souffleries, nécessairement à grand coefficient de contraction, est l'utilisation de diffuseurs à fentes. Ce bénéfice sur la longueur, qui permet aussi la construction facile d'un retour à section constante, n'est pas le résultat d'un compromis mais se fait, en quelque sorte, sans contrepartie puisque les coefficients de buse sont du même ordre dans l'un et l'autre cas. Nous ne reviendrons pas sur la nécessité, pour les souffleries à grande vitesse à circuit fermé, d'introduire de l'air de refroidissement (solution infiniment plus agréable que celle pourtant envisagée et déjà utilisée d'une installation frigorifique annexe); il nous semble évident que cette façon de l'introduire est particulièrement satisfaisante.

En ce qui concerne la régularité dans le temps de la vitesse dans la veine nous n'avons jamais constaté qu'elle soit moins bonne avec des diffuseurs courts (à condition que leurs fentes soient réglées) qu'avec des diffuseurs de 7°. De toute façon, pour le fonctionnement aux grands nombres de Mach, la présence du col sonique rend parfaite cette stabilité de vitesse dans la veine.

VI. — ADDITIF

Pour compléter cette étude, nous avons repris, pour une plage plus large des vitesses, les mêmes mesures pour quatre diffuseurs (a. 167 à 171) :

- le premier 8°/30° déjà utilisé;
- un 16°/30°;
- un 24°/30°;
- le 30° déjà étudié.

Le dispositif expérimental est le même que dans tous les cas précédents; le même diffuseur de 30° de $\varnothing = 66$ à $\varnothing = 120$ a été utilisé.

- La longueur du 8°/30° est 7,18 D_0 , soit 44 % du 7° équivalent;
- celle du 16°/30° 4,85 D_0 , soit 30 % du 7° équivalent;
- celle du 24°/30° 4,05 D_0 , soit 25 % du 7° équivalent;
- et celle du 30° 3,74 D_0 , soit 23 % du 7° équivalent.

Ces quatre diffuseurs ont d'abord été expérimentés fentes fermées; les calculs déjà exposés ont permis de tracer les courbes du coefficient de perte de charge k et du coefficient de buse ρ_b en fonction du nombre de Mach (*fig. 45 et 46*). Toutes ces courbes sont limitées à $M_0 = 0,87$, nombre de Mach maximum permis par le col. Comme on pouvait aisément le prévoir, le coefficient k croît (pour un nombre de Mach donné)

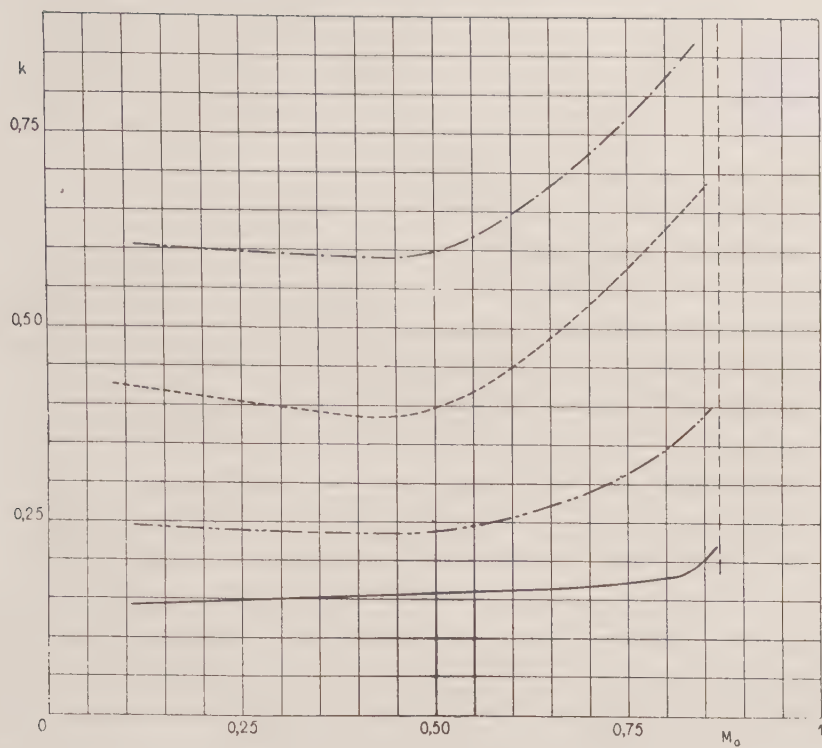


Fig. 45. — Pertes de charge fentes fermées

— premier 8°/30°
 - - - 16°/30°
 - - - 24°/30°
 - . - . 30°

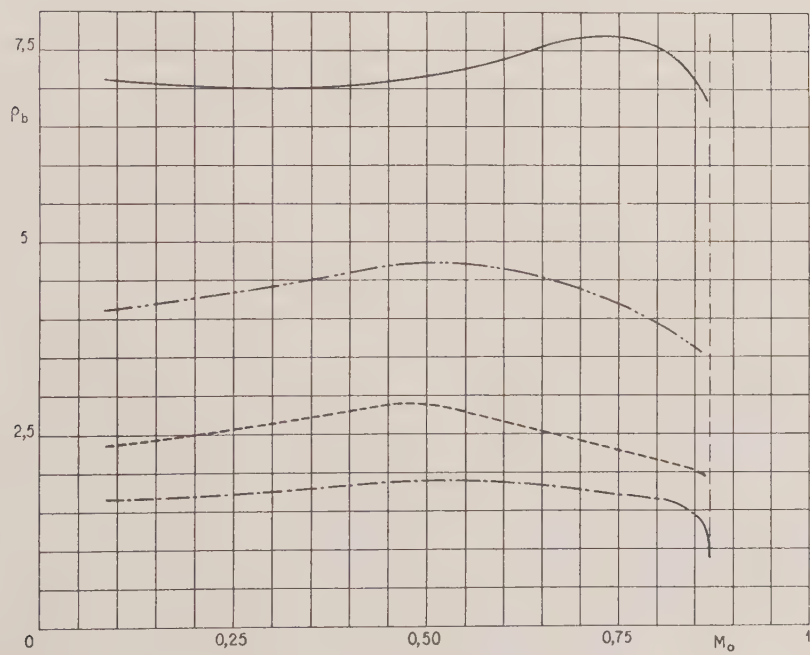


Fig. 46. — Coefficients de base fentes fermées

— premier 8°/30°
 - - - 16°/30°
 - - - 24°/30°
 - . - . 30°

du $8^\circ/30^\circ$ au 30° , ce qui entraîne une variation inverse du coefficient de buse. On pourrait, si cela était nécessaire, prévoir le coefficient de perte de charge ou le coefficient de buse pour une soufflerie semblable où l'angle du premier diffuseur (de $\varnothing = 40$ à $\varnothing = 66$) serait compris entre 8° et 30° par interpolation entre les courbes données.

En ce qui concerne l'utilisation des fentes, nous avons déjà donné toutes indications pour les diffuseurs de $8^\circ/30^\circ$ et 30° . Nous avons utilisé le même procédé de réglage pour les deux autres.

• Rappelons que pour le $8^\circ/30^\circ$ nous avons trouvé l'optimum de coefficient de buse (compte tenu du débit des fentes) pour $f_1 = 2$ et $f_2 = 1$ (sauf pour M compris entre 0,72 et 0,87, où une plus grande largeur des fentes convenait mieux) (f_1 est situé dans le 8° à $\varnothing = 53$, f_2 à la jonction du 8 et du 30° $\varnothing = 66$).

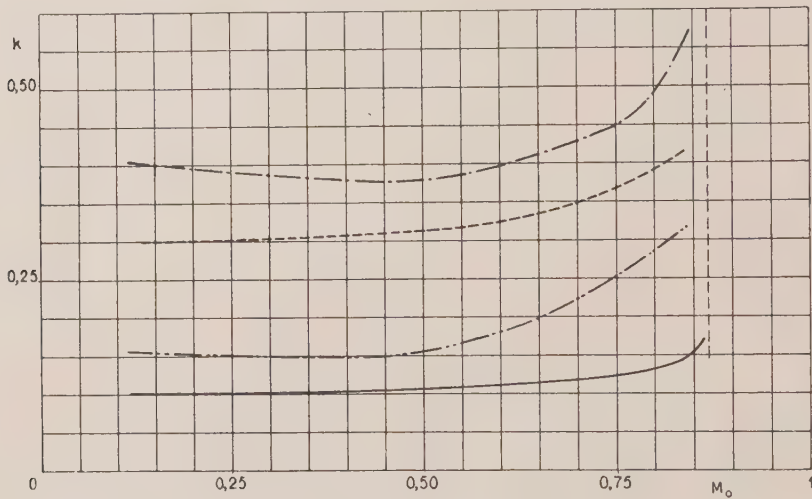


Fig. 47. — Pertes de charge fentes ouvertes au réglage optimum

- premier $8^\circ/30^\circ$: $f_1 = 2$; $f_2 = 1$
- . - - - $16^\circ/30^\circ$: $f_1 = 2,4$; $f_2 = 0,6$
- . . - - $24^\circ/30^\circ$: $f_0 = 0,6$; $f_1 = 1,8$; $f_2 = 0,6$
- . . . - 30° : $f_1 = 0,6$; $f_2 = 2,4$

Pour le 30° nous avons de même retrouvé pour réglage optimum, pour tous les nombres de Mach, $f_1 = 0,6$, $f_2 = 2,4$ (f_1 est ici placé immédiatement après le col pour $\varnothing = 40$, f_2 à $\varnothing = 66$).

Nous avons essayé le $16^\circ/30^\circ$ et le $24^\circ/30^\circ$ avec trois fentes : f_0 après le col $\varnothing = 40$ f_1 au milieu du 16 ou du 24° $\varnothing = 53$, et f_2 à la jonction avec le 30° $\varnothing = 66$.

Pour le $16^\circ/30^\circ$ nous avons trouvé, comme pour le $8^\circ/30^\circ$, que la fente située derrière le col ne peut être que nuisible et, de plus, elle provoque une certaine instabilité de la vitesse dans la veine.

Cette fente fermée, le réglage des deux autres se fait sans difficulté; comme pour les cas précédents, la régularité de la vitesse dans la veine est bien meilleure quand les fentes sont ouvertes à leur optimum que quand elles sont fermées ou insuffisamment ouvertes.

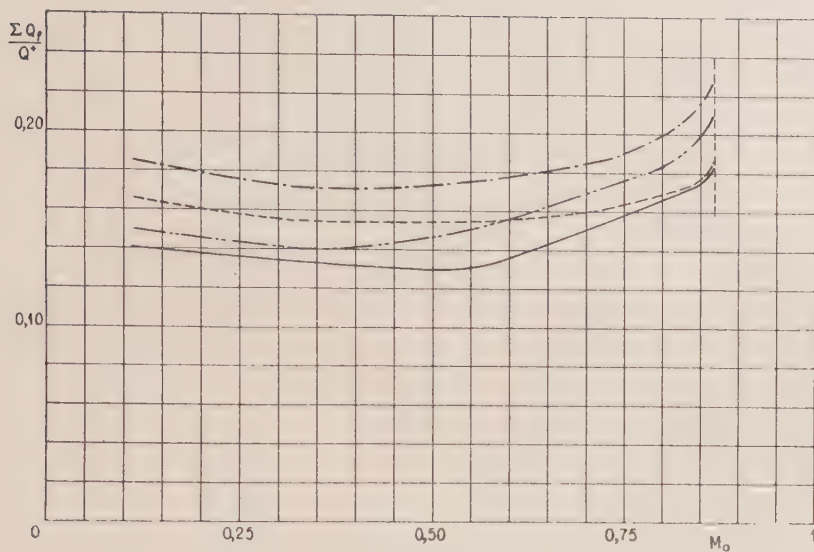


Fig. 48. — Débit des fentes

- premier 8°/30° : $f_1 = 2; f_3 = 1$
- 16°/30° : $f_1 = 2,4; f_3 = 0,6$
- 24°/30° : $f_0 = 0,6; f_1 = 1,8; f_3 = 0,6$
- 30° : $f_1 = 0,6; f_3 = 2,4$

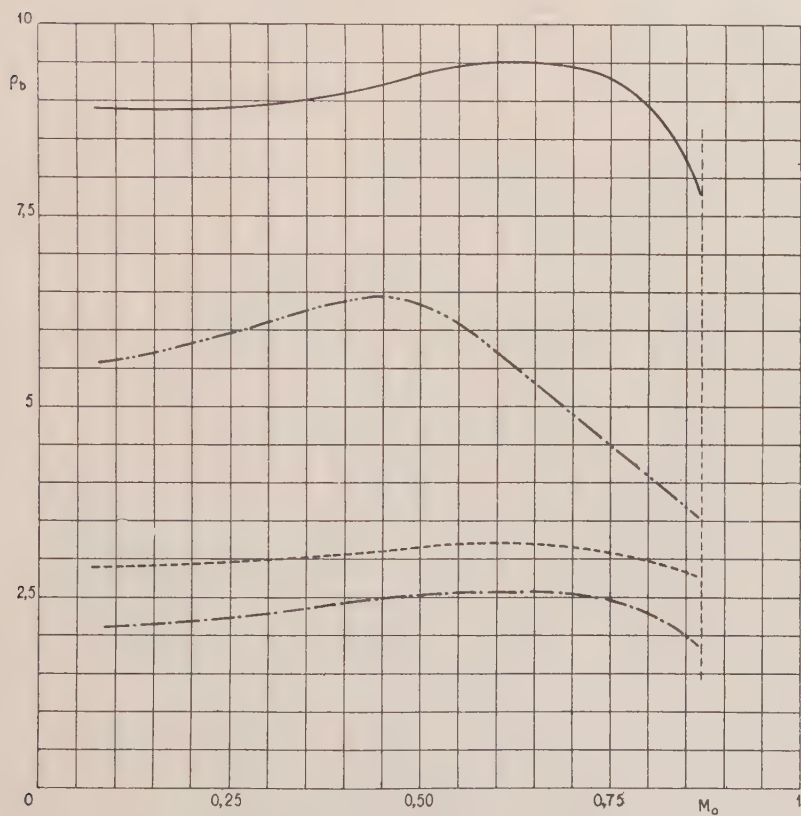


Fig. 49. — Coefficients de buse fentes ouvertes au réglage optimum

- premier 8°/30° : $f_1 = 2; f_3 = 1$
- 16°/30° : $f_1 = 2,4; f_3 = 0,6$
- 24°/30° : $f_0 = 0,6; f_1 = 1,8; f_3 = 0,6$
- 30° : $f_1 = 0,6; f_3 = 2,4$

Les principaux points du réglage sont les suivants :

	$p'_{00} - p_0$	50	100	150	200	250
$f_2 = 0; f_1 = 0$	Δp	11,2	22	35	50,5	72
$f_2 = 0; f_1 = 0,6$		11	22	34	50	70
$f_2 = 0; f_1 = 1,2$		10	20	32	46	66
$f_2 = 0; f_1 = 1,8$		9	18	28	46	64
$f_2 = 0; f_1 = 2,4$		8,5	17	25,5	44	64
$f_2 = 0; f_1 = 3,0$		9	18	28	49	69
$f_1 = 2,4; f_2 = 0,6$		7	14	25	37	57
$f_1 = 2,4; f_2 = 1,2$		7,5	15	26	39	60

Pour tous les nombres de Mach, le réglage optimum est $f_1 = 2,4$, $f_2 = 0,6$; nous avons fait pour ce réglage l'étude complète dont les résultats sont reproduits dans les graphiques suivants.

Pour le 24°/30° nous avons obtenu de même :

$f_1 = 0$	$f_0 = 0$	19	36	58,5	92	130
$f_2 = 0$	$f_0 = 0,6$	19	36	57	84	114
	$f_0 = 1,2$					

On constate un très léger gain mais l'écoulement devient instable; aussi, avons-nous préféré nous en tenir à $f = 0,6$:

$f_0 = 0,6$	$f_1 = 0,6$	18	34,5	55	76	110
$f_2 = 0$	$f_1 = 1,2$	18	33	50	78	110
	$f_1 = 1,8$	16,5	32	48,5	67	95
	$f_1 = 2,4$	18	34	52	69	95
$f_0 = 0,6$	$f_2 = 0,6$	14,5	30	46	61	80
$f_1 = 1,8$	$f_2 = 1,2$	16	31	48	64	85

L'optimum est donc ici pour $f_0 = 0,6$, $f_1 = 1,8$, $f_2 = 0,6$. Comme précédemment, nous avons constaté qu'au minimum de perte de charge correspond le maximum de stabilité de la vitesse dans la veine. Les figures 47, 48 et 49 donnent, pour l'optimum, l'évolution, en fonction de M, des pertes de charge, du coefficient de débit des fentes et du coefficient de buse. On note un gain appréciable dû à l'utilisation des fentes dans le fonctionnement des souffleries ainsi constituées.

ÉTUDE D'UN DIFFUSEUR DE 7° ET CRITIQUE DE CERTAINES MÉTHODES DE CALCUL ACTUELLES

Nous utilisons le matériel et les instruments de mesure décrits précédemment (2,2). Les résultats concernant le coefficient de perte de charge ont été donnés au même chapitre. Le graphique de la *figure 50* donne, en fonction de $\frac{x}{R_0}$, les courbes de pression statique théorique $\left(\frac{p_{00} - p}{p_{00}}\right)$ déduite de l'abaque $\sigma = f(\pi)$ du chapitre premier (courbe 1) et expérimentale (courbe 3), essai fait à la vitesse au col $M_0 = 0,78$, soit $\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}} = 0,333$. Ces courbes seront suffisantes pour juger de la valeur de certaines méthodes de calcul employées actuellement. Nous ne nous intéresserons qu'à celles qui essaient de suivre l'évolution des pressions dans le diffuseur; celles qui se contentent, à l'aide d'un « coefficient de rendement » fixé arbitrairement de 0,70 à 0,90, suivant l'optimisme de leurs auteurs, ou d'une formule du type Fliegner, de trouver un résultat global, ne rendant compte, en aucune façon, de l'évolution de l'écoulement.

De très nombreux auteurs admettent, lorsqu'ils veulent calculer un écoulement infrasonique dans un divergent, que l'écoulement se fait sans décollements, ce qui est, disent-ils, approximativement le cas pour un diffuseur de 7°; les pertes de charge se calculent alors à l'aide d'une loi de frottement en assimilant chaque tranche de divergent à un élément de cylindre de même diamètre. En général, les auteurs appliquent, dans ce cas, la loi de Blasius valable pour l'écoulement turbulent en régime établi dans les conduites cylindriques :

$$\lambda = 0,3164 \mathcal{R}^{-\frac{1}{4}},$$

avec :

$$\lambda = 4 C_f \quad \text{et} \quad \mathcal{R} = \frac{V d}{\nu},$$

les uns prenant le nombre de Reynolds $\mathcal{R}$ au col du diffuseur et gardant le même λ pour tout l'écoulement, les autres calculant la valeur de $\mathcal{R}$ tout le long du diffuseur pour en déduire, en chaque point, la valeur de λ . Ouvrons ici une parenthèse sur le calcul du nombre de Reynolds.

Calcul du nombre de Reynolds pour un écoulement en fluide compressible :

$$\mathcal{R} = \frac{V \cdot d}{\nu} :$$

— le calcul de V a été exposé au chapitre premier;

— le rapport $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient de viscosité cinématique (μ coefficient de viscosité, ρ masse spécifique).

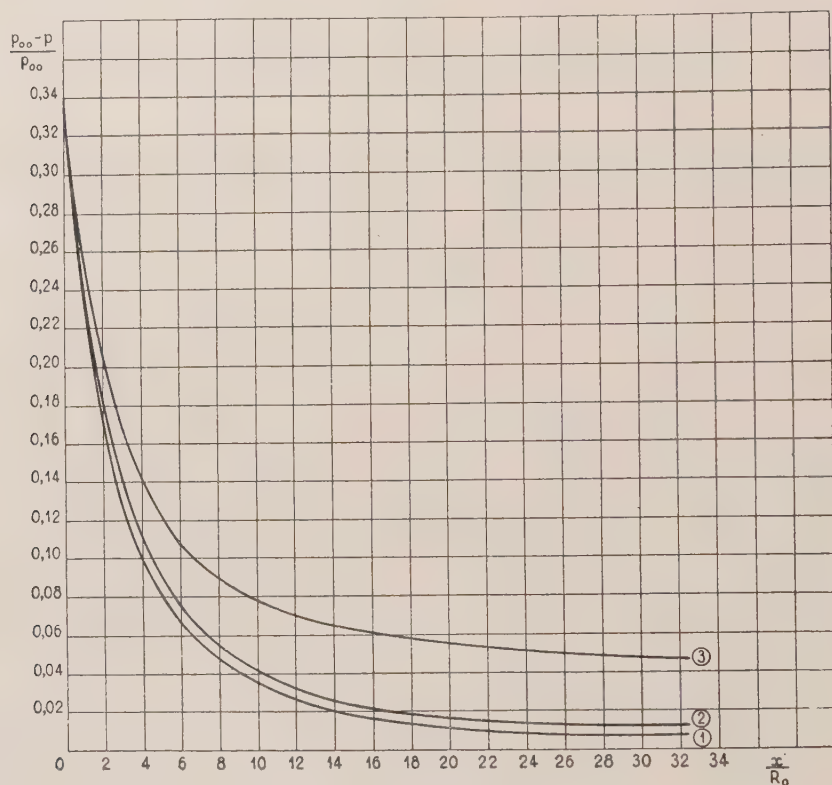


Fig. 50

A 15° C, $\rho = 0,125$ dans le système M.K.S. Étant donné la température et la pression initiales, on aura :

$$\rho_{00} = 0,125 \times \frac{p_{00}}{760} \times \frac{288}{T_{00}}$$

(p_{00} en millimètres de mercure); l'abaque du chapitre premier permet de passer de ρ_{00} à ρ ; μ est une fonction de la température :

$$\mu = \mu_{273} \sqrt{\frac{T}{273}} \frac{1 + \frac{C}{273}}{1 + \frac{C}{T}},$$

μ_{273} étant la valeur de μ pour $T = 273^\circ$ (0° C).

C est la constante de Sutherland (sans dimensions).

$C = 120$; $\mu_{273} = 0,0001709$ C.G.S. (1).

Les dimensions de μ étant $M \cdot L^{-1} \cdot T^{-1}$ on aura, en M.K.S. :

$$\mu_{273} = 1,740 \cdot 10^{-6},$$

ce qui permettra de connaître μ , T ayant déjà été calculé à partir de T_{00} pour une détente adiabatique (abaque chapitre premier).

Pour simplifier les calculs, nous avons tracé la courbe $\mu = f(T)$ en unités M.K.S. (fig. 51).

Revenons au calcul des diffuseurs à partir de la loi de Blasius. A titre d'exemple, nous suivrons la méthode développée par M. le professeur VILLEY (*op. cit.*, pp. 38 et suiv.). Après avoir fait les réserves d'usage au sujet des hypothèses admises, M. VILLEY entreprend un calcul tenant compte de la variation du nombre de Reynolds dans le diffuseur, les lois de l'écoulement adiabatique lui permettant de connaître V , ρ , T , d'où μ puis ν et R . On obtient ainsi, pour chaque tranche considérée, une perte de charge partielle — δp , ce qui permet, de proche en proche, de rectifier la courbe théorique des

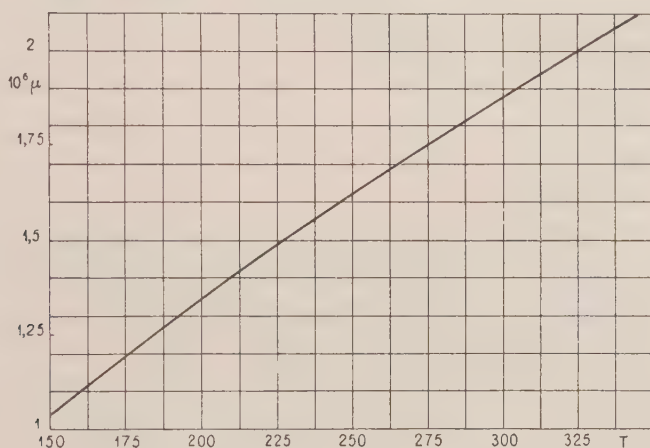


Fig. 51

pressions; le calcul doit être fait à la table de logarithmes; il n'est pas très difficile mais néanmoins assez long. Nous avons effectué toutes les opérations indiquées pour l'exemple numérique ci-dessus et nous avons obtenu finalement :

$$\int \frac{-\delta p}{p_{00}} = 0,006179,$$

soit un coefficient de perte de charge $k = 2,16$ %; la courbe 2 représente l'évolution des pressions statiques ainsi obtenue.

Il est évident que ce calcul ne correspond nullement aux résultats expérimentaux.

(1) D'après GIQUEAUX (*op. cit.*, p. 34). VILLEY (*op. cit.*, pp. 39 et 43) donne des chiffres légèrement différents : $C = 119$, $\mu_{273} = 0,0001733$ C.G.S.

Les valeurs de λ utilisées variaient, du col à la sortie du diffuseur, entre :

— au col :

$$V_0 = 252 \text{ m/s}; \quad d_0 = 0,04 \text{ m};$$

$$\rho_0 = 0,0935; \quad T_0 = 256^\circ; \quad \mu_0 = 1,65 \cdot 10^{-6}; \quad \frac{1}{\nu_0} = 56\,600;$$

$$\mathcal{R}_0 = 571\,000; \quad \mathcal{R}_0^{\frac{1}{4}} = 27,6;$$

$$\lambda = \frac{0,316}{27,6} = 0,01144;$$

— à l'orifice de sortie :

$$V_1 \cong 27 \text{ m/s}; \quad d_1 = 0,12 \text{ m};$$

$$\rho_1 \cong \rho_0 = 0,125; \quad T_1 \cong T_0 = 288; \quad \mu_1 = 1,815 \cdot 10^{-6}; \quad \frac{1}{\nu_1} = 68\,900;$$

$$\mathcal{R}_1 = 223\,000 \quad \mathcal{R}_1^{\frac{1}{4}} = 21,4;$$

$$\lambda = \frac{0,316}{21,4} = 0,01478.$$

Les deux valeurs extrêmes de λ ne sont pas très différentes et une valeur moyenne adoptée, qui aurait simplifié considérablement les calculs, aurait permis d'obtenir le même ordre de grandeur des résultats.

La conclusion que nous devons tirer des comparaisons avec l'expérience est que, en aucun cas, *un calcul fait à partir de la loi de Blasius établie pour les conduites cylindriques ne peut donner les pertes de charge dans un diffuseur*; les pertes de charge expérimentales étant, pour le cas particulier précédent, environ six fois supérieures à celles que donne ce calcul, la différence serait encore augmentée si l'angle du diffuseur était plus grand.

Il manque encore à un tel calcul de tenir compte de la répartition des vitesses suivant les sections successives du diffuseur; l'évolution du profil des vitesses, en effet, due à l'épaississement puis à la jonction des couches limites influence la variation des pressions, la relation qui consiste à calculer la différence entre les pressions théorique et expérimentale à partir de la perte d'énergie, en considérant la vitesse comme constante dans une section, ne pouvant être qu'une approximation assez grossière.

3,2 MÉTHODE DE CALCUL DES DIFFUSEURS

Devant l'incapacité des lois établies pour les conduites cylindriques à rendre compte des phénomènes dus à un écoulement dans un divergent, écoulement qui s'oppose au gradient de pression positif, nous avons été conduits à de nouvelles recherches systématiques afin de permettre un calcul spécifiquement adapté aux diffuseurs.

Nous nous proposons d'établir ici, à l'appui des expériences nécessaires, une méthode de calcul des diffuseurs de révolution en fonction des principaux

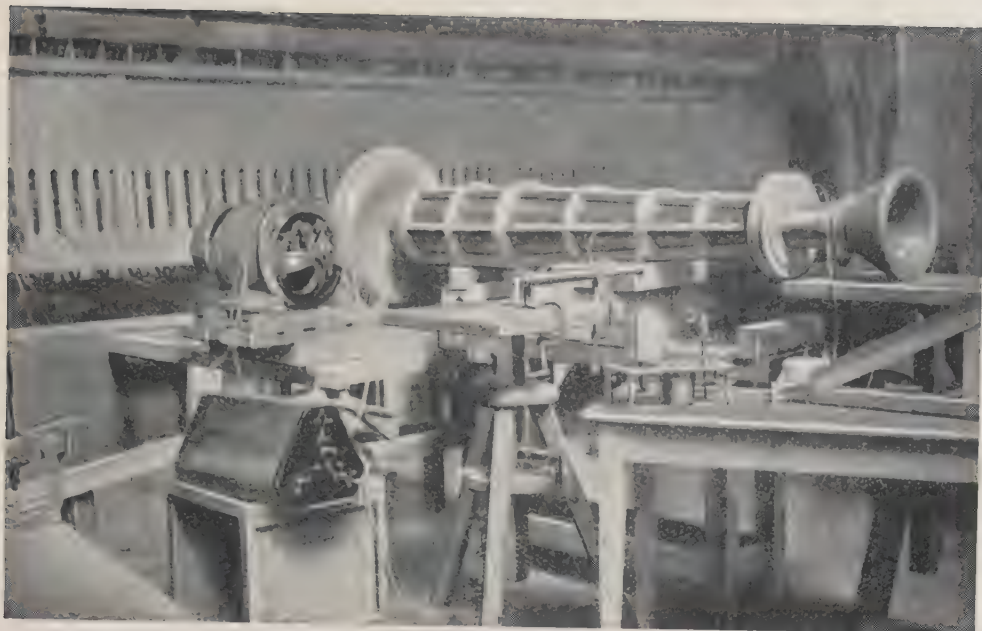


Fig. 52. — La soufflerie montée sur l'aspirateur Sturtevant ; diffuseur de 7° ;
sur la table, un manomètre enregistreur Richard

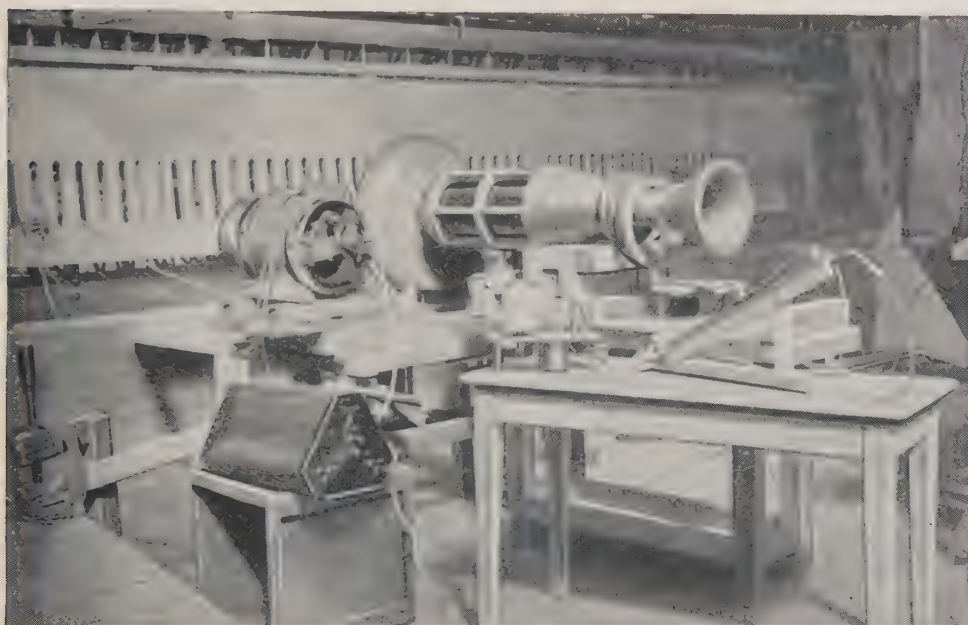


Fig. 53. — Même installation avec un diffuseur de $24^{\circ} 30'$

paramètres : angle d'ouverture, rapport des sections d'entrée et de sortie, nombre de Reynolds (influence de la viscosité, turbulence), nombre de Mach (influence de la compressibilité).

I. — L'ÉVOLUTION DU PROFIL DES VITESSES DANS LES DIFFUSEURS

1. — Dispositif expérimental.

Devant l'allure grossièrement semblable des courbes de vitesse obtenues dans les essais du diffuseur de $24^{\circ} 30'$ de la soufflerie de 0,50 m nous avons décidé, à la demande de M. le professeur TOUSSAINT, de reprendre des essais sur une maquette à échelle plus réduite. Nous disposions d'un aspirateur Sturtevant, mû par un moteur de 5 CV (*fig.* 52 et 53); nous avons fait fabriquer tout d'abord un diffuseur bois de $24^{\circ} 30'$ (diamètre d'entrée 120 mm, diamètre de sortie 240 mm) précédé d'une veine cylindrique ($\varnothing = 120$ mm, longueur 240 mm) et d'un collecteur et suivi d'un tuyau cylindrique ($\varnothing = 240$ mm, longueur 500 mm) qu'une liaison élastique permettait de relier à l'orifice d'aspiration du ventilateur sans que la maquette ait à subir les vibrations du moteur et du ventilateur. A l'entrée du diffuseur nous avons installé deux anneaux en bois dur tourné qui constituent une fente du type B. L'ensemble était donc semblable, à l'échelle près, à la soufflerie de 0,50 m avec cet avantage, pour les mesures cherchées, de n'avoir pas l'hélice à même dans le diffuseur, la présence du tuyau cylindrique permettant d'avoir, dans le diffuseur, un champ aérodynamique propre à celui-ci et non troublé par la présence de tout obstacle étranger.

Presque aussitôt, nous avons fait fabriquer un diffuseur de 7° pouvant prendre la place de celui de $24^{\circ} 30'$. Ce diffuseur fut fabriqué en carton bakélinisé renforcé par des couronnes et des génératrices extérieures en bois. Le carton bakélinisé se révéla, pour cet usage, un matériau extrêmement pratique; de plus, il présente l'avantage d'un poli parfait, au moins égal aux meilleures surfaces métalliques que nous aurions pu obtenir. Peu après nous avons fait construire successivement, et de la même manière, des diffuseurs de 10° , 15° et 20° .

D'autre part, nous possédions un diffuseur d'angle très faible ($1^{\circ} 45'$) qui, sur une longueur de 1 325 mm passait d'un diamètre de 80 mm à un diamètre de 120 mm; ayant fait fabriquer une veine d'expériences et un collecteur semblables à ceux des maquettes ci-dessus, nous avons pu monter cette maquette sur le compresseur Brown-Bovery. Si, en lui-même, un diffuseur d'angle si petit ne présente guère d'intérêt, il avait pour nous l'avantage d'être intermédiaire entre le tuyau cylindrique, qui a été longuement étudié, et les diffuseurs d'utilisation courante.

2. — Les appareils de mesure.

Toutes les expériences qui suivent, sauf celles où l'on s'attache volontairement à faire varier la vitesse, ont été faites pour une vitesse V_0 dans la veine de 40 m/s; les mesures ont donc pu être faites à l'aide de manomètres à alcool. Dans la plupart des cas nous avons enregistré, à l'aide d'un manomètre enregistreur Richard, les pressions suivant

les diamètres transversaux successifs. Après essai de plusieurs prises totales nous avons constaté qu'il était nécessaire d'avoir une prise présentant une surface frontale qui ne soit pas trop réduite, car, dans ce cas, il aurait fallu attendre trop longtemps la position d'équilibre de l'enregistreur par suite de l'inertie de celui-ci, inertie mécanique et inertie due au volume d'air relativement grand contenu dans la capsule manométrique; d'autre part, au voisinage des parois, nous nous trouvons dans un champ de vitesses, donc de pressions variables; il était souhaitable que l'appareil nous donne la pression pour une zone aussi petite que possible. Nous avons finalement arrêté notre choix sur une prise spécialement fabriquée en aplattissant un tube de métal, et en le limant extérieurement; la prise, face à l'écoulement, présente les dimensions (cotes en mm) portées sur la *figure 54*.

On peut ainsi approcher l'axe de la prise à 7/10 de mm de la paroi; un chariot permet ensuite de repérer sa distance à la paroi au cours du déplacement (voir *fig. 52* et *53*, avec diffuseur de 7°).

3. — Expériences et résultats.

Ayant fixé la vitesse dans la veine à la valeur voulue, les mesures nous donnent la pression statique et la pression totale le long du diamètre de mesure.

Tout d'abord, la pression statique est constante dans une section donnée : c'est une loi bien connue que nous avons vérifiée maintes fois avec toute la précision que permettent les fluctuations de cette vitesse dans le temps. La pression d'arrêt, elle, varie. En un point donné la vitesse se déduit de la différence entre la pression d'arrêt et la pression statique par la loi de Bernoulli. Nous obtenons donc, en fonction de la distance à la paroi, la courbe de vitesse en chaque section du diffuseur. Ces courbes successives ne seraient pas fort instructives et il est nécessaire, pour pouvoir en tirer des conclusions, de trouver une représentation qui mette en évidence quelque loi expérimentale. En ordonnées, il semble tout indiqué de porter $\frac{V}{V_{\max}}$ quotient de la vitesse locale par la vitesse maximum au centre du diffuseur pour la même section. En abscisses, on peut porter une fonction quelconque de y , ramenée évidemment à un paramètre sans dimensions; on pourrait ainsi prendre $\frac{y}{R}$ (R , rayon du diffuseur pour la section de mesure), mais il semble plus intéressant de se ramener à une grandeur caractéristique de la couche limite :

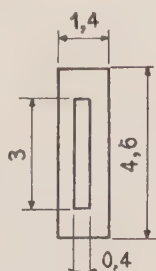


Fig. 54

$$\frac{y}{\delta}, \quad \frac{y}{\delta^*} \quad \text{ou} \quad \frac{y}{\delta^{**}},$$

δ étant l'épaisseur de la couche limite;

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{V}{V_{\max}}\right) dy, \text{ épaisseur de déplacement;}$$

$$\delta^{**} = \int_0^\infty \frac{V}{V_{\max}} \left(1 - \frac{V}{V_{\max}}\right) dy, \text{ épaisseur de quantité de mouvement.}$$

Les premières courbes (1° 45' et 7°) ont montré que c'était la première (et la plus simple) de ces valeurs $\frac{y}{\delta}$ qui nous donnait les résultats les plus intéressants. Il s'ensuit immédiatement que l'on devra aussi étudier les variations de δ le long du diffuseur.

Nous avons constaté, pour un diffuseur donné, que les différentes courbes $\frac{V}{V_{\max}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$ étaient sensiblement confondues. Ceci est un résultat très important sur lequel repose toute la suite de cette étude.

Prenons, par exemple, le cas du diffuseur de $1^{\circ} 45'$ (a. 172, 173 et 174); les résultats expérimentaux sont consignés sur le graphique de la *figure 55*. A part la première courbe, qui est un peu haute, les autres présentent une grande analogie : on ne constate aucune

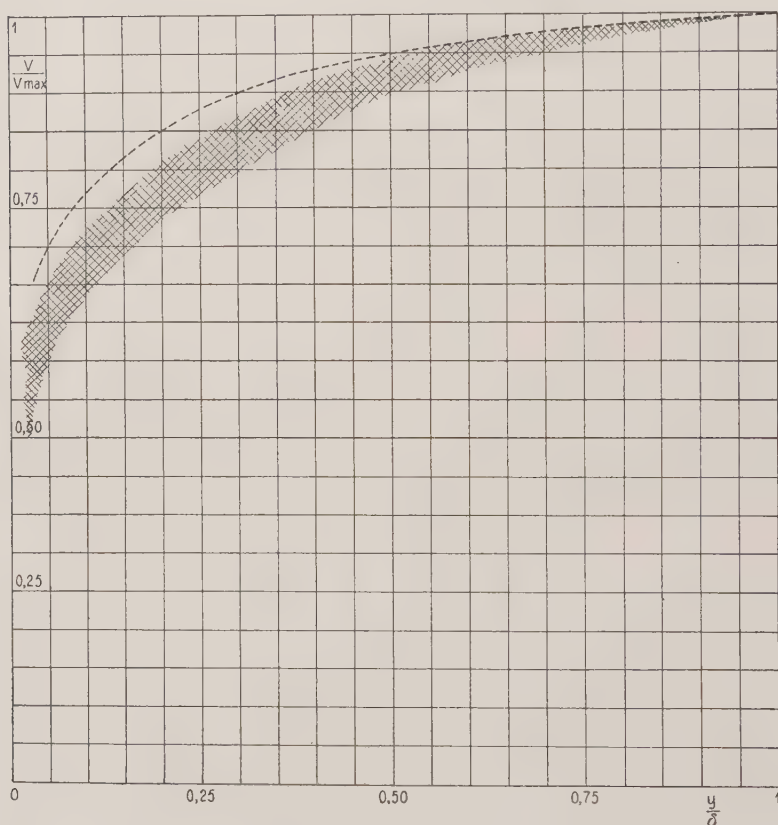


Fig. 55. — Diffuseur de $1^{\circ} 45'$: $D_0 = 0,08$ m; $V_0 = 40$ m/s

----- à 10 cm du col

La partie hachurée est la zone de dispersion des points expérimentaux obtenus de 20 à 110 cm du col (voir tableaux numériques)

évolution dans la position des courbes les unes par rapport aux autres; les petites différences sont donc essentiellement dues à des variations instantanées au moment où ont été faites les mesures ou, tout simplement, aux erreurs expérimentales. Il est facile de trouver une courbe moyenne qui compense ces résultats expérimentaux et qui est caractéristique du diffuseur pour les conditions des expériences; nous aurons l'occasion d'y revenir.

Nous venons de voir un cas particulièrement simple; prenons un autre exemple : diffuseur de 7° . Le graphique de la *figure 56* représente les résultats avec les mêmes notations. On constate, comme précédemment, qu'il existe un faisceau serré de courbes;

deux courbes se détachent de ce faisceau : une courbe obtenue peu après le col et une courbe correspondant à l'aval du diffuseur (a. 175, 176 et 177).

Il est inutile de donner d'autres exemples (a. 178 à 182), car on retrouve toujours la même succession des phénomènes : après la veine d'expériences, courbes relativement hautes, intermédiaires entre la répartition des vitesses dans la couche limite du cylindre et celle du diffuseur, puis courbes correspondant à la même courbe moyenne et vraiment

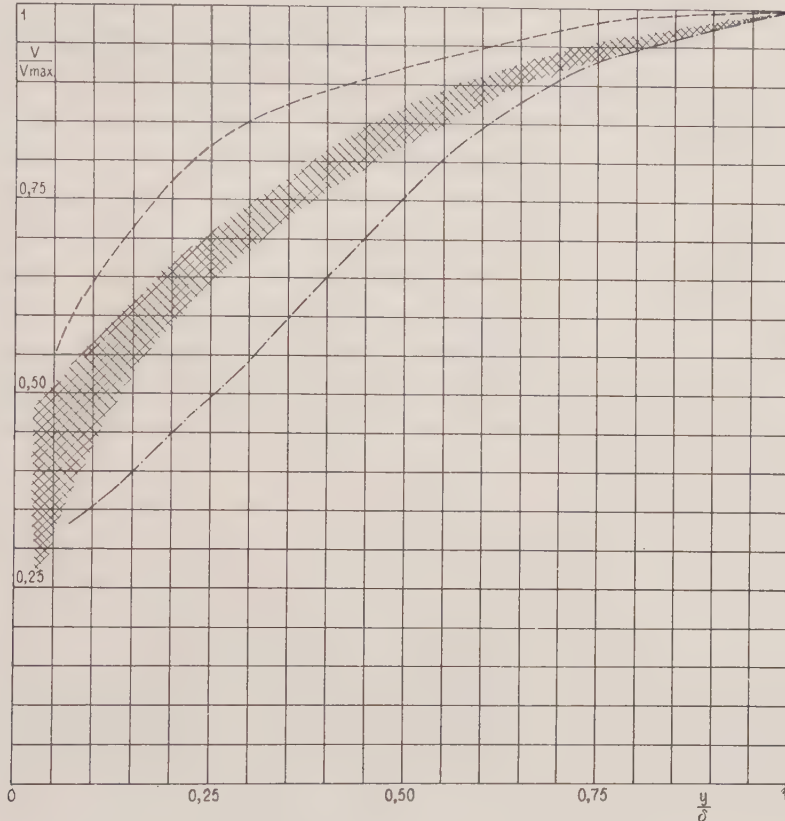


Fig. 56. — Diffuseur de 7° : $D_0 = 0,12$ m ; $V_0 = 40$ m/s

----- à 10 cm du col

..... à 90 cm du col

La partie hachurée est la zone de dispersion des points expérimentaux obtenus de 20 à 80 cm du col (voir tableaux numériques)

caractéristiques du diffuseur étudié, et enfin courbes de plus en plus basses sur le graphique marquant l'usure des couches limites et l'évolution du profil des vitesses avant que se produise le décollement.

Ayant ainsi obtenu, pour chacun des diffuseurs expérimentés, un graphique semblable aux deux que nous venons de présenter, nous pouvons grouper les courbes moyennes $\frac{V}{V_{max}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$ caractéristiques de chaque angle d'ouverture (fig. 57).

Pour les diffuseurs de $1^\circ 45'$, 7° et 10° , nous avons obtenu ces courbes sans aucune difficulté particulière; pour le 15° , les mesures sont déjà beaucoup plus difficiles par

suite de l'irrégularité des vitesses dans le temps qui rend les lectures au manomètre ou à l'enregistreur assez incertaines; la régularité de vitesse dans la veine en est aussi affectée; dans le diffuseur, il se produit des phénomènes du type décollement fort instables; à la place de l'écoulement régulier présentant la symétrie de révolution de l'appareil géométrique se substitue, en quelque sorte, un « jet » fluide qui colle à un côté de la paroi. Dans les diffuseurs plans, lorsque ce phénomène se produit, tout l'écoulement est localisé d'un seul côté et s'y maintient un certain temps avant d'aller se plaquer sur le côté opposé, mais le diffuseur étant ici de révolution, il n'y a pas de zone favorisée et

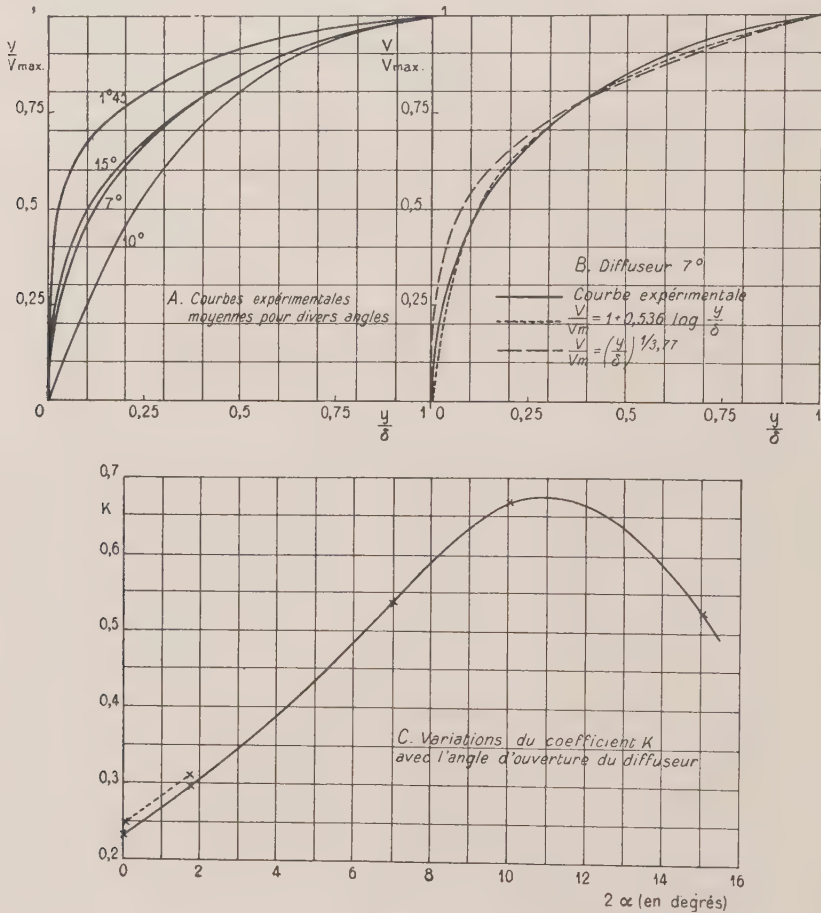


Fig. 57

le jet se déplace constamment. La courbe des vitesses dans la couche limite du 15° est, sur le graphique, plus haute que celle correspondant au 10° : elle est presque confondue avec celle du 7°. Il semble qu'il y ait une liaison entre la position des courbes et la stabilité de l'écoulement, la courbe la plus basse correspondant à l'angle d'ouverture limite pour lequel l'écoulement est encore stable.

Pour les diffuseurs de 20° et 25° on ne peut obtenir de courbes de vitesse avec une certaine précision qu'au voisinage immédiat du col; ces courbes dépendent donc autant de l'écoulement dans le cylindre que dans le diffuseur. Il nous paraît inutile de donner de tels résultats dont la valeur serait tout à fait contestable.

4. — Équations du profil des vitesses.

Ayant trouvé expérimentalement les courbes de vitesses pour divers diffuseurs, nous allons maintenant chercher une équation générale pour les représenter : nous pouvons essayer une équation de la forme :

$$\frac{V}{V_{\max}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}},$$

équation utilisée en écoulement turbulent dans une conduite ou le long d'une plaque (n est alors voisin de 7 ou 8), ou une équation logarithmique du type :

$$\frac{V}{V_{\max}} = A + B \log \left(\frac{y}{\delta}\right),$$

que la condition $\frac{V}{V_{\max}} = 1$ pour $\frac{y}{\delta} = 1$ ramène à :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \left(\frac{y}{\delta}\right).$$

Pour chaque courbe expérimentale nous pouvons calculer une valeur de l'exposant n ou du coefficient K qui compense au mieux les résultats obtenus. Le graphique B (*fig. 57*) montre, comparées à la courbe expérimentale du 7°, les courbes ainsi trouvées, avec :

$$\frac{V}{V_{\max}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{3,77}},$$

et :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + 0,536 \log \left(\frac{y}{\delta}\right).$$

La courbe logarithmique est celle qui correspond indiscutablement le mieux à l'expérience. Il en est de même pour les autres angles d'ouverture où cette courbe est toujours très proche du résultat expérimental; elle est en particulier toujours intérieure à l'ensemble des points, ce qui n'est pas le cas pour la courbe en puissance. Nous adopterons donc l'équation générale :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \left(\frac{y}{\delta}\right).$$

Il nous reste (graphique C, *fig. 57*) à étudier les variations de K avec l'angle d'ouverture du diffuseur. Nos expériences nous donnent K pour $2\alpha = 1^\circ 45'$, 7° , 10° et 15° . Il y a lieu d'ajouter un point supplémentaire pour $2\alpha = 0$, cas d'un tuyau cylindrique; nous n'avons pas refait ici d'expériences, l'écoulement turbulent en conduites ayant été très longuement étudié. La loi générale des vitesses (Karman) se présente sous la forme ⁽¹⁾ :

$$\frac{V_{\max} - V}{u_*} = 5,75 \log \frac{\delta}{y},$$

(1) BAKHMETEFF, *Mécanique de l'écoulement turbulent des fluides*, traduit par A. JORISSEN, Dunod, 1941, p. 76.

avec u_* vitesse de frottement :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = U \sqrt{\frac{\lambda}{8}}.$$

On en déduit successivement :

$$\frac{V}{u_*} = \frac{V_{\max}}{u_*} + 5,75 \log \left(\frac{y}{\delta} \right),$$

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + 5,75 \frac{u_*}{V_{\max}} \log \frac{y}{\delta},$$

d'où :

$$K = 5,75 \frac{u_*}{V_{\max}} = 5,75 \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \frac{U}{V_{\max}}.$$

Nous pouvons tirer λ de la loi de Blasius :

$$\lambda = 0,316 \Re^{-\frac{1}{4}},$$

$$K = \frac{5,75 \sqrt{0,316}}{\sqrt{8}} \cdot \frac{U}{V_{\max}} \cdot \Re^{-\frac{1}{8}},$$

soit :

$$K = 1,142 \frac{U}{V_{\max}} \Re^{-\frac{1}{8}}.$$

En nous plaçant à l'entrée du tuyau (δ très petit, $\frac{U}{V_{\max}}$ voisin de 1), nous aurons :

— pour les expériences des 7°, 10° et 15° :

$$D_0 = 0,12 \text{ m}; \quad V_0 = 40 \text{ m/s}; \quad \text{d'où} \quad \Re_0 = 331\,000.$$

La valeur de K pour le tuyau au même nombre de Reynolds serait $K = 0,234$;

— pour la même vitesse nous n'avions pas le même diamètre de veine dans le 1° 45' :

$$D_0 = 0,08 \text{ m}; \quad V_0 = 40 \text{ m/s}; \quad \Re_0 = 221\,000; \quad K = 0,246.$$

La différence, on le voit sur le graphique, est peu importante; cependant, nous avons estimé plus exact d'apporter une légère correction au point relatif au 1° 45', en supposant, ce qui ne peut guère être faux pour un angle aussi petit que 1° 45', que la variation avec le nombre de Reynolds du coefficient K est la même que pour un tuyau cylindrique; nous aurons :

$$K = 0,308 \left(\frac{331\,000}{221\,000} \right)^{\frac{1}{8}} = 0,293.$$

La courbe en trait plein donne donc les valeurs de K en fonction de l'angle d'ouverture total 2α pour des diffuseurs polis expérimentés à un nombre de Reynolds dans la veine $R_0 = 331\,000$; la courbe en pointillé (entre 0 et $1^\circ 45'$) correspond à $R_0 = 221\,000$.

5. — Évolution des couches limites.

Nous connaissons bien maintenant la forme de la courbe des vitesses dans la couche limite; il nous faut aussi savoir quelle est l'importance de cette couche limite dans le diffuseur. Pour chacune de nos expériences nous avons trouvé une valeur brute de δ , la courbe $\delta = f(x)$; x étant l'abscisse le long de l'axe du diffuseur comptée à partir du col ne passe pas par l'origine : en effet, au col, il existe une couche limite due à l'écoulement dans le tuyau cylindrique qui constitue la veine. Nous avons appelé δ_0 l'épaisseur de la couche limite en un point d'abscisse x , déduction faite de l'épaisseur δ_0 au col. Il est, en effet, nécessaire d'avoir des courbes caractéristiques du diffuseur, c'est-à-dire qui permettent, par un calcul inverse, de connaître l'épaississement des couches limites, l'épaisseur de la couche dépendant dans chaque cas de la longueur du tuyau cylindrique qui précède le diffuseur.

Il est logique de procéder ainsi par soustraction pour connaître l'épaisseur de la couche limite due à l'écoulement dans le diffuseur : dans le tuyau cylindrique l'épaisseur de cette couche est une fonction linéaire de la longueur d'écoulement, donc l'épaississement dû à une tranche dx est égal à la différence entre l'épaisseur de la couche à ses extrémités, et égal à lui-même quelle que soit la position de la tranche dx dans le tuyau. De même, la valeur δ brut — $\delta_0 = \delta$ que nous envisagerons seule par la suite sera indépendante de δ_0 , donc de la partie de la soufflerie précédant le diffuseur. Il en est aussi de même de la courbe de répartition des vitesses qui, nous l'avons vu, après avoir marqué sa dépendance des états antérieurs, prend une forme (et une équation) caractéristique du diffuseur étudié.

En fait, ce n'est pas exactement l'épaisseur de la couche limite due à la veine qui s'ajoute à celle due au diffuseur mais la perte de charge due à l'écoulement dans le tuyau, et qui pourrait se calculer à partir de l'épaisseur δ_0 et de l'équation de la couche limite au col, qui s'ajoute à celles qui se produisent en chaque tranche du diffuseur. L'erreur commise est, de toute façon, très faible : elle est nulle pour un angle d'ouverture nul ($2\alpha = 0$) et toujours négligeable dans les autres cas où δ_0 est très petit par rapport à δ dès les premières valeurs de $\frac{x}{R_0}$ où sont faites nos mesures.

Cette petite correction faite, nous avons obtenu (graphique de la fig. 58) les courbes rapportées aux coordonnées sans dimensions $\frac{\delta}{R_0} = f\left(\frac{x}{R_0}\right)$ (a. 183 à 186).

Pour $2\alpha = 0$ nous avons calculé la courbe d'après une méthode que nous exposerons plus loin en détail et dont le principe est le suivant : pour un tuyau cylindrique à un nombre de Reynolds donné, la loi de Blasius $\lambda = 0,316 R^{-\frac{1}{4}}$ nous donne la perte de charge en fonction de l'abscisse; d'autre part, l'équation des couches limites — nous avons montré plus haut comment la calculer — nous donne la perte de charge en fonction de l'épaisseur δ ; la comparaison de ces deux courbes permet de connaître δ en fonction

de x . Ce calcul, appliqué au cas défini par $D_0 = 0,12$ m, $V_0 = 40$ m/s, $R_0 = 331\ 000$, nous a redonné la loi bien connue du $1/50$:

$$\frac{\delta}{R_0} = \frac{1}{50} \frac{x}{R_0}.$$

Ceci peut aussi s'écrire :

$$\frac{\delta}{x} = 0,02.$$

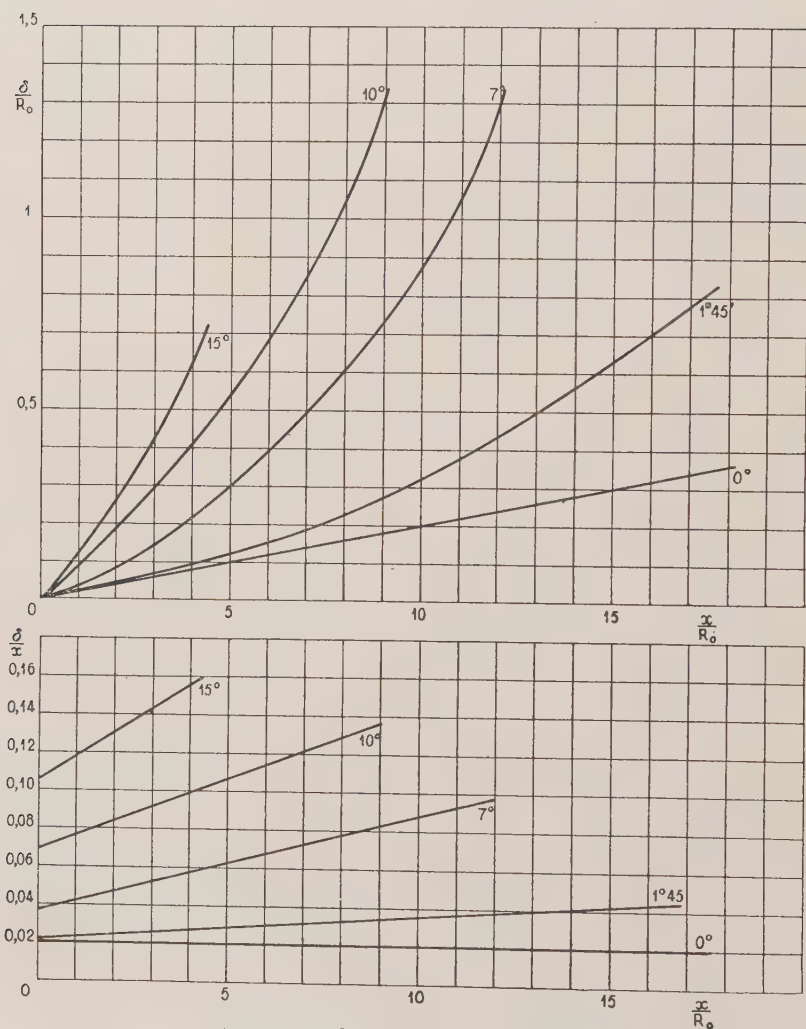


Fig. 58. — Évolution des couches limites

De même, nous avons cherché s'il existait une loi de la forme :

$$\frac{\delta}{x} = f\left(\frac{x}{R_0}\right)$$

pour les diffuseurs, les courbes $\frac{\delta}{R_0} = f\left(\frac{x}{R_0}\right)$ n'étant pas des droites, $\frac{\delta}{x}$ ne saurait être indépendant de $\frac{x}{R_0}$. Nous avons donc porté (graphique de la fig. 58) $\frac{\delta}{x}$ en fonction de $\frac{x}{R_0}$

et nous avons obtenu des droites; l'équation générale d'épaississement des couches limites est donc de la forme :

$$\frac{\delta}{x} = A + B \left(\frac{x}{R_0} \right),$$

A et B se déduisant immédiatement du graphique.

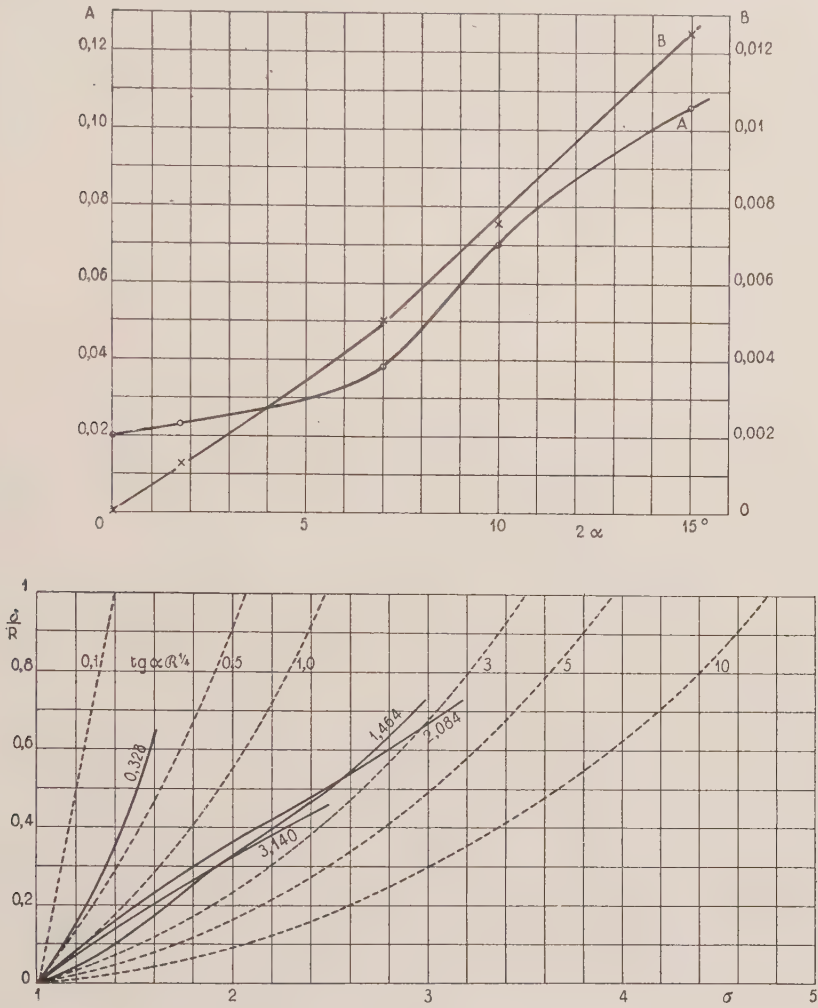


Fig. 59

Nous avons aussi, par conséquent :

$$\frac{\delta}{R_0} = A \left(\frac{x}{R_0} \right) + B \left(\frac{x}{R_0} \right)^2.$$

Les valeurs de A et B en fonction de 2α sont portées sur le graphique de la figure 59.

Les courbes précédentes $\frac{\delta}{R_0} = f\left(\frac{x}{R_0}\right)$ ont été tracées à partir des résultats expérimentaux. Elles ne peuvent évidemment être valables que tant que $\frac{\delta}{R_0}$ est inférieur à $\frac{R}{R_0}$, rapport du rayon de la section de mesures à la section du col (ou $\frac{\delta}{R_0} < 1$ pour $2\alpha = 0$); δ est ensuite égal à R , la courbe des vitesses $\frac{V}{V_{\max}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$ n'est pas modifiée, tout au moins si elle a pu se conserver sous la forme caractéristique jusque dans cette partie de l'écoulement : c'est ce que nous avons pu observer sur les diffuseurs de $1^\circ 45'$ et de 7° .

Nous connaissons bien maintenant la configuration des vitesses dans les diffuseurs de révolution de 0 à 15° . Nous allons comparer ces résultats (évolution des couches limites) à ceux obtenus par des calculs antérieurs : W. MARGOULIS (1), utilisant la loi de Blasius et admettant une répartition des vitesses dans les couches limites suivant l'équation :

$$\frac{V}{V_{\max}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}},$$

après avoir introduit un paramètre de similitude $\text{tg } \alpha \propto R_0^{\frac{1}{4}}$ calculé, pour diverses valeurs de ce paramètre, les courbes $\frac{\delta}{R} = f(\alpha)$; ces courbes ont été reproduites en pointillé sur la *figure 59*. Sur le même graphique nous avons porté les courbes expérimentales obtenues précédemment et ramenées aux mêmes coordonnées. Ces courbes portent l'indication du paramètre $\text{tg } \alpha \propto R_0^{\frac{1}{4}}$. Pour nos expériences, nous avons les correspondances :

$2\alpha :$	$1^\circ 45'$	7°	10°	15° ;
$\text{tg } \alpha \propto R_0^{\frac{1}{4}} :$	0,328	1,464	2,084	3,14.

On constate que la première de ces courbes s'accorde assez bien avec le calcul; ceci peut s'expliquer par le très petit angle du diffuseur, les lois de l'écoulement étant proches de celles du cylindre, tant en ce qui concerne les pertes de charge, ce qui légitime la loi de Blasius, que pour la loi de répartition des vitesses qui reste assez voisine de la loi en $1/7$. De plus, les erreurs ainsi commises se compensent en partie : λ est trop faible par rapport à l'expérience et conduit à des valeurs trop faibles de $\frac{\delta}{R}$, tandis que la loi en $1/7$ correspond à une courbe trop haute sur le graphique $\frac{V}{V_{\max}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$, ce qui conduit, pour la même perte de charge, à une valeur trop forte de δ .

Il en est de même pour les autres angles d'ouverture, mais les phénomènes sont par trop différents de ceux qui se produisent dans les tuyaux cylindriques et il est

(1) *Recherches sur les diffuseurs et l'aspiration de la couche limite*, La technique aéronautique, 1934, p. 65 (diffuseurs coniques, p. 135).

évident que les résultats calculés ne correspondent pas à l'expérience. D'ailleurs, l'introduction du paramètre $\text{tg} \alpha \propto R_0^{\frac{1}{4}}$ qui découle des mêmes hypothèses ne semble pas être un critère expérimental qui puisse servir à caractériser les écoulements avec gradient de pression.

6. — Évolution de la vitesse et de la pression statique suivant l'axe du diffuseur.

Nous avons déjà dit que la pression statique était la même en tous les points d'une même section. Les expériences nous donnent directement $p_{00} - p$ en fonction de l'abscisse x comptée à partir du col; le graphique de la *figure 60* porte, en fonction de $\sigma = \left(\frac{R}{R_0}\right)^2$, le rapport sans dimensions $\frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} V_0^2}$.

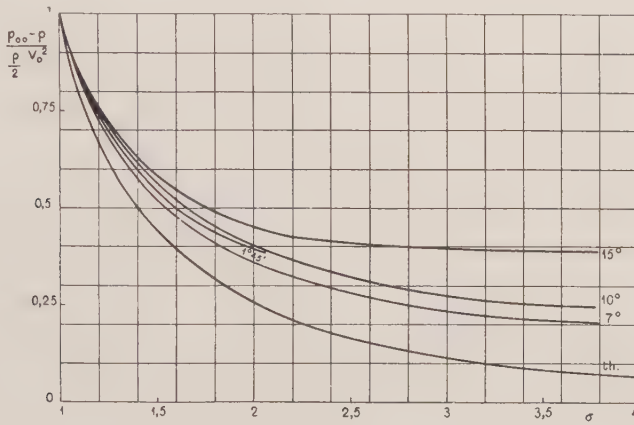


Fig. 60

Pour toute la région du diffuseur où les couches limites ne se sont pas rejointes, c'est-à-dire pour $\delta < R$, la zone à vitesse maximum constante, qui constitue un « cœur » au centre du diffuseur, n'est pas affectée par les pertes de charge, la pression d'arrêt y est égale à la pression extérieure p_{00} . On a donc la relation :

$$\frac{\rho}{2} V_{\max}^2 = p_{00} - p.$$

Cette relation n'est plus valable lorsque les couches limites se sont rejointes car alors la pression d'arrêt maximum reste inférieure à p_{00} .

La loi de continuité :

$$\iint_S \rho V dS = \text{Cte}$$

qui, dans le cas du fluide incompressible, se ramène à la conservation du débit-volume :

$$\iint V dS = \text{Cte},$$

nous indique qu'il existe une relation entre $V_{\max}$ ou, plus exactement, le rapport sans dimensions $\frac{V_{\max}}{V_0}$, d'une part, et $\frac{\delta}{R_0}$ et K , d'autre part. Nous allons développer ce calcul car il nous sera utile par la suite.

Le débit à l'entrée de la veine où il n'y a pas encore de couches limites est $Q_0 = V_0 S_0$; on admet que la répartition des vitesses est constante dans la veine, ce qui est vrai lorsque l'on a un bon collecteur.

Le débit dans une section du diffuseur, égal à Q_0 , peut se décomposer en deux parties : débit dans le cœur Q_1 et débit dans les couches limites Q_+ ; le débit dans le cœur se trouve immédiatement :

$$Q_1 = \int_0^{R-\delta} V_{\max} 2 \pi r dr = V_{\max} \pi (R - \delta)^2.$$

Calculons le débit dans les couches limites; il faut signaler ici que la loi $\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \left(\frac{y}{\delta} \right)$ conduit à la paroi à une vitesse négative de grandeur infinie, ce qui est physiquement impossible; toutefois, la zone à vitesse négative étant très faible et la courbe théorique ayant été tracée de manière à compenser les points expérimentaux, nous admettrons que cette compensation ne laisse subsister qu'une erreur négligeable et que le calcul fait ainsi, sans autre correction, présente la meilleure approximation que nous puissions réaliser (une justification de ceci sera donnée au chap. 4,2) :

$$Q_+ = \iint V dS = \int_0^{\delta} V_{\max} \left(1 + K \log \frac{y}{\delta} \right) 2 \pi (R - y) dy,$$

$$Q_+ = 2 \pi V_{\max} \left[R \int_0^{\delta} \left(1 + K \log \left(\frac{y}{\delta} \right) \right) dy - \int_0^{\delta} \left(1 + K \log \left(\frac{y}{\delta} \right) \right) y dy \right];$$

en posant, pour alléger les calculs $\frac{y}{\delta} = z$, on a, avec $K' = 0,4343 K$, et en passant en logarithmes népériens :

$$\text{Log } z = \frac{1}{0,4343} \log z :$$

$$Q_+ = 2 \pi V_{\max} \left[R \delta - \frac{\delta^2}{2} + R \delta K' \int_0^1 \text{Log } z dz - \delta^2 K' \int_0^1 z \text{Log } z dz \right];$$

en intégrant par parties :

$$\int_0^1 \text{Log } z dz = \left[z \text{Log } z \right]_0^1 - \int_0^1 z \frac{dz}{z} = -1 \quad (\text{a. 187}),$$

$$\int_0^1 z \text{Log } z dz = \left[\frac{z^2}{2} \text{Log } z \right]_0^1 - \frac{1}{2} \int_0^1 z^2 \frac{dz}{z} = -\frac{1}{4},$$

d'où :

$$\begin{aligned} Q^+ &= 2 \pi V_{\max} \left[R \delta - \frac{\delta^2}{2} - R \delta K' + \frac{1}{4} \delta^2 K' \right] \\ &= 2 \pi V_{\max} \delta \left[R (1 - K') + \delta \left(\frac{K'}{4} - \frac{1}{2} \right) \right]. \end{aligned}$$

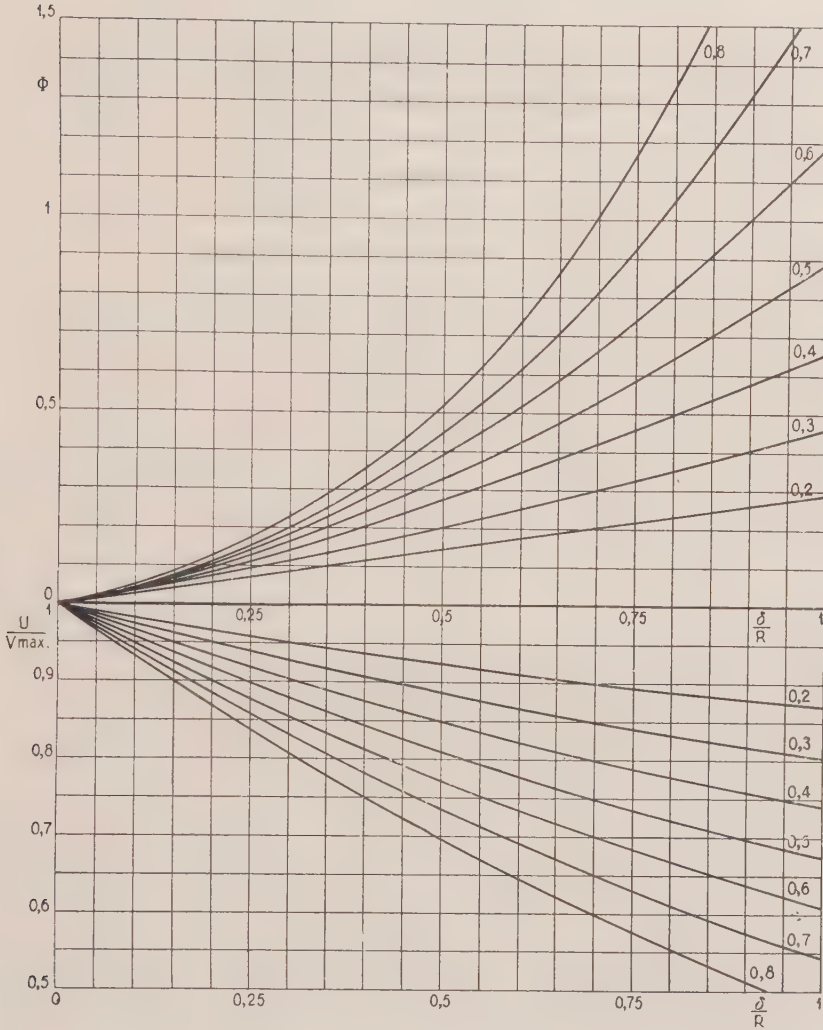


Fig. 61

Le débit total est donc :

$$Q_0 = V_0 \pi R_0^2 = 2 \pi V_{\max} \left\{ \frac{(R - \delta)^2}{2} + \delta \left[R (1 - K') + \delta \left(\frac{K'}{4} - \frac{1}{2} \right) \right] \right\},$$

ce qui nous permet d'établir la relation cherchée :

$$\frac{V_{\max}}{V_0} = \frac{R_0^2}{(R - \delta)^2 + \delta \left[2 R (1 - K') + \delta \left(\frac{K'}{2} - 1 \right) \right]},$$

soit, pour n'avoir que des coefficients sans dimensions :

$$\frac{V_{\max}}{V_0} = \frac{1}{\left(\frac{R}{R_0} - \frac{\delta}{R_0}\right)^2 + \frac{\delta}{R_0} \left[2 \frac{R}{R_0} (1 - K') + \frac{\delta}{R_0} \left(\frac{K'}{2} - 1 \right) \right]}.$$

Connaissant la valeur de K et l'évolution de la couche limite $\frac{\delta}{R_0} = f\left(\frac{x}{R_0}\right)$, on peut donc trouver $\frac{V_{\max}}{V_0}$ en fonction de $\frac{x}{R_0}$ et l'évolution de la pression statique $\frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(\frac{V_{\max}}{V_0}\right)^2$ jusqu'au point de jonction des couches limites.

Une autre relation qui nous sera utile et qui résulte du même calcul est celle qui relie la vitesse moyenne U à la vitesse maximum $V_{\max}$ pour la même section : la loi de continuité, avec l'hypothèse de l'incompressibilité du fluide, s'écrit :

$$V_0 S_0 = US,$$

ou :

$$\frac{V_0}{U} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^2,$$

soit :

$$\frac{V_{\max}}{U} = \frac{\left(\frac{R}{R_0}\right)^2}{\left(\frac{R}{R_0} - \frac{\delta}{R_0}\right)^2 + \frac{\delta}{R_0} \left[2 \frac{R}{R_0} (1 - K') + \frac{\delta}{R_0} \left(\frac{K'}{2} - 1 \right) \right]},$$

qu'on peut aussi écrire :

$$\frac{U}{V_{\max}} = \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2 + \frac{\delta}{R} \left[2 \left(1 - K'\right) + \frac{\delta}{R} \left(\frac{K'}{2} - 1\right) \right].$$

Cette relation étant nécessaire pour les calculs ultérieurs, nous avons tracé, pour diverses valeurs de K , l'abaque $\frac{U}{V_{\max}} = f\left(\frac{\delta}{R}\right)$; les valeurs de K comprises entre 0,12 et 0,30 correspondent au cas du tuyau cylindrique et nous seront utiles au chapitre 4,2, celles jusqu'à 0,8 correspondant aux diffuseurs. Ces abaques sont surtout pratiques pour le calcul inverse : connaissant $\frac{U}{V_{\max}}$ déterminer $\frac{\delta}{R}$ ou K à partir de K ou $\frac{\delta}{R}$ (graphique de la *fig. 61*) (a. 188).

A partir du moment où les couches limites se sont rejointes au centre de la veine, cette relation se simplifie $\delta = R$, d'où :

$$\frac{U}{V_{\max}} = 1 - 1,5 K' = 1 - 0,65 K.$$

II. — LE COEFFICIENT DE PERTE DE CHARGE χ

Revenons un peu en arrière pour bien préciser les résultats obtenus : le profil des vitesses dans un diffuseur correspond au schéma de la *figure 62* pour une section donnée de rayon R .

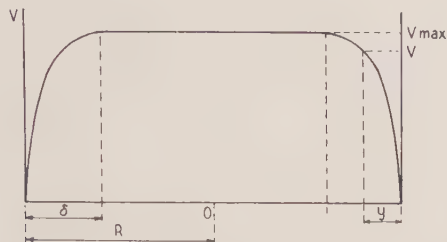


Fig. 62

L'équation dans les couches limites d'épaisseur δ est définie par :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \frac{y}{\delta},$$

ce qui correspond pour les pressions (les pressions sont inférieures à p_{00} puisque la soufflerie fonctionne par aspiration) au schéma de la *figure 63*.

A l'aide de ces données nous allons pouvoir calculer la perte de charge entre la section de référence R_0 (couches limites nulles, $\chi = 0$) et une section quelconque de rayon R .

On a par définition :

$$\chi = \frac{\iint_{S_0} \left(p_0 + \frac{\rho}{2} V_0^2 \right) V_0 dS_0 - \iint_S \left(p + \frac{\rho}{2} V^2 \right) V dS}{\iint_{S_0} \frac{\rho}{2} V_0^3 dS_0};$$

en appelant D la différence, numérateur de la fraction ci-dessus, il vient :

$$D = \iint_{S_0} p_{00} V_0 dS_0 - \left[\int_0^{R-\delta} p_{00} V_{\max} 2 \pi r dr + \int_{R-\delta}^R \left(p + \frac{\rho}{2} V^2 \right) V 2 \pi r dr \right];$$

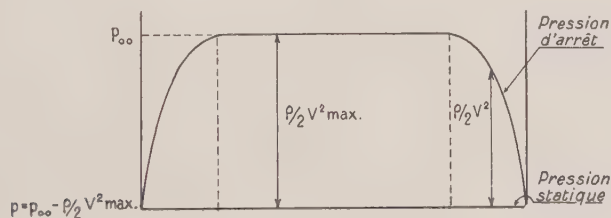


Fig. 63

D doit évidemment être indépendant de p_{00} ; en reprenant les notations précédentes

$Q_0 = \iint_{S_0} V_0 dS_0$, $Q_1 = \int_0^{R-\delta} V_{\max} 2 \pi r dr$, et en utilisant la relation :

$$p + \frac{\rho}{2} V^2 = p_{00} - \frac{\rho}{2} (V_{\max}^2 - V^2),$$

on a :

$$D = p_{00} Q_0 - \left\{ p_{00} Q_1 + \int_{R-\delta}^R \left[p_{00} - \frac{\rho}{2} (V_{\max}^2 - V^2) \right] V 2 \pi r dr \right\} \\ = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho}{2} (V_{\max}^2 - V^2) V 2 \pi r dr,$$

ou :

$$D = \frac{\rho}{2} V_{\max}^3 \int_{R-\delta}^R \left[1 - \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2 \right] \frac{V}{V_{\max}} 2 \pi r dr,$$

avec :

$$r = R - y; \quad dr = -dy,$$

$$D = \frac{\rho}{2} V_{\max}^3 \int_{\delta}^0 \left[1 - \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2 \right] \frac{V}{V_{\max}} 2 \pi (R - y) (-dy),$$

et finalement :

$$\chi = \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3 \frac{1}{R_0^2} \int_0^{\delta} \left[1 - \left(\frac{V}{V_{\max}} \right)^2 \right] \frac{V}{V_{\max}} 2 (R - y) dy.$$

Nous allons maintenant introduire la loi des vitesses :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \frac{y}{\delta},$$

soit, avec $K' = 0,4343 K$, en logarithmes népériens :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta},$$

$$\chi = \frac{1}{R_0^2} \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3 2 \int_0^{\delta} \left[1 - \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right) (R - y) dy.$$

Calculons l'intégrale :

$$I = \int_0^{\delta} \left[1 - \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right) (R - y) dy \\ = R \delta \int_0^1 \left[1 - \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right) d \left(\frac{y}{\delta} \right) \\ - \delta^2 \int_0^1 \left[1 - \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right)^2 \right] \left(1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \right) \frac{y}{\delta} d \left(\frac{y}{\delta} \right),$$

soit, en effectuant les produits, et avec $\frac{y}{\delta} = z$:

$$I = - R \delta K' \left\{ 2 \int_0^1 \text{Log} z dz + 3 K' \int_0^1 (\text{Log} z)^2 dz + K'^2 \int_0^1 (\text{Log} z)^3 dz \right\} \\ + \delta^2 K' \left\{ 2 \int_0^1 \text{Log} z z dz + 3 K' \int_0^1 (\text{Log} z)^2 z dz + K'^2 \int_0^1 (\text{Log} z)^3 z dz \right\}.$$

Il faut calculer par parties les diverses intégrales; on a déjà vu que :

$$\int_0^1 \text{Log } z \, dz = -1,$$

$$\int_0^1 \text{Log } z \, z \, dz = -\frac{1}{4}.$$

Il vient ensuite :

$$\int_0^1 (\text{Log } z)^2 \, dz = \left[z (\text{Log } z)^2 \right]_0^1 - 2 \int_0^1 z \text{Log } z \frac{dz}{z} = 2,$$

$$\int_0^1 (\text{Log } z)^2 \, z \, dz = \left[\frac{z^2}{2} (\text{Log } z)^2 \right]_0^1 - \int_0^1 z^2 \text{Log } z \frac{dz}{z} = \frac{1}{4},$$

$$\int_0^1 (\text{Log } z)^3 \, dz = \left[z (\text{Log } z)^3 \right]_0^1 - 3 \int_0^1 z (\text{Log } z)^2 \frac{dz}{z} = -6,$$

$$\int_0^1 (\text{Log } z)^3 \, z \, dz = \left[\frac{z^2}{2} (\text{Log } z)^3 \right]_0^1 - \frac{3}{2} \int_0^1 z^2 (\text{Log } z)^2 \frac{dz}{z} = -\frac{3}{8},$$

$$I = -R \delta K' [-2 + 6 K' - 6 K'^2] + \delta^2 K' \left[-\frac{1}{2} + \frac{3}{4} K' - \frac{3}{8} K'^2 \right],$$

d'où :

$$\chi = \frac{1}{R_0^2} \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3 2 \delta K' \left[R (2 - 6 K' + 6 K'^2) + \delta \left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{4} K' - \frac{3}{8} K'^2 \right) \right],$$

et, en posant :

$$\zeta = 2 - 6 K' + 6 K'^2 = 2 - 2,60 K + 1,13 K^2,$$

$$\xi = -\frac{1}{2} + \frac{3}{4} K' - \frac{3}{8} K'^2 = -\frac{1}{2} + 0,326 K - 0,070 K^2,$$

$$\chi = \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3 0,8686 K \frac{\delta}{R_0} \left[\left(\frac{R}{R_0} \right) \zeta + \left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi \right].$$

χ peut aussi s'exprimer en fonction de U et de $\frac{\delta}{R}$; en effet :

$$\frac{V_{\max}}{V_0} = \frac{V_{\max}}{U} \frac{U}{V_0} = \frac{V_{\max}}{U} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2,$$

et :

$$\frac{\delta}{R} = \frac{\delta}{R_0} \frac{R_0}{R},$$

d'où :

$$\chi = \left(\frac{V_{\max}}{U} \right)^3 \left(\frac{R_0}{R} \right)^4 \frac{\delta}{R} 0,8686 K \left[\zeta + \left(\frac{\delta}{R} \right) \xi \right].$$

Comme pour $\frac{U}{V_{\max}}$ que nous avons pu calculer en fonction de $\frac{\delta}{R}$ pour diverses valeurs de K, on peut définir ici une fonction Φ de $\frac{\delta}{R}$ et de K qui permettrait de retrouver rapidement χ . Écrivons :

$$\chi = \left(\frac{R_0}{R} \right)^4 \Phi \left(K, \frac{\delta}{R} \right);$$

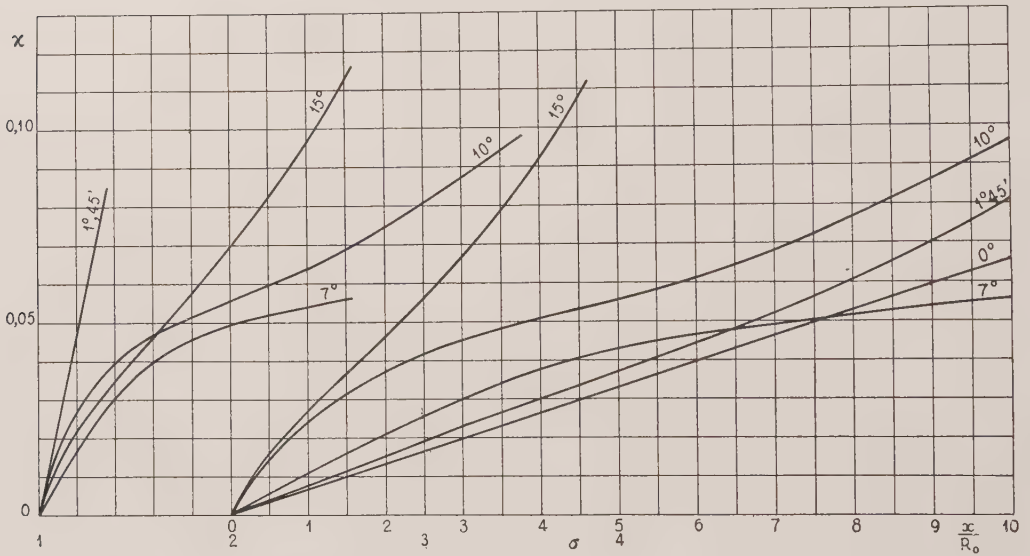


Fig. 64

la fonction Φ ainsi définie est confondue avec χ quand $R = R_0$, c'est-à-dire dans le cas du tuyau cylindrique :

$$\Phi = \left(\frac{V_{\max}}{U} \right)^3 0,8686 K \frac{\delta}{R} \left[\zeta + \left(\frac{\delta}{R} \right) \xi \right].$$

Nous avons tracé les courbes de Φ en fonction de $\frac{\delta}{R}$ pour les mêmes valeurs de K que précédemment; l'abaque relatif aux diffuseurs est donné par la *figure 61*, de façon à pouvoir être utilisé en même temps que $\frac{U}{V_{\max}}$ correspondant aux mêmes conditions; celui relatif au tuyau cylindrique est reporté au chapitre 4.2. Nous aurons l'occasion de les utiliser dans de prochains calculs (a. 188).

A l'aide de ces calculs et de nos résultats expérimentaux il est facile, pour chaque diffuseur, de trouver χ en fonction de $\frac{x}{R_0}$. Sur le graphique de la *figure 64* nous avons porté

les courbes de χ en fonction de $\frac{x}{R_0}$ et aussi de σ , ce qui est plus intéressant pour les comparaisons. On constate, sur le graphique, en fonction de $\frac{x}{R_0}$, que la perte d'énergie dans le $1^\circ 45'$ est légèrement supérieure à celle produite dans le tuyau cylindrique pour la même longueur d'écoulement; il en est de même pour le début du 7° , mais ensuite celui-ci devient plus économique, ce qui est la conséquence de la diminution importante de la vitesse. Pour les angles plus élevés les pertes deviennent beaucoup plus importantes. Sur le graphique de gauche, en fonction de σ , on voit que le diffuseur de 7° est le plus économique, résultat bien connu; le 10° serait encore acceptable; les diffuseurs de $1^\circ 45'$ ou 15° coûtent, par contre, de fortes pertes d'énergie pour le même rapport de sections (a. 189 et 190).

Il y a quelques années, certains auteurs décomposaient les pertes de charge dans les diffuseurs en pertes par frottement le long des parois, et en pertes dues à l'élargissement de la veine; les premières se calculent à partir de la loi de continuité donnant la valeur

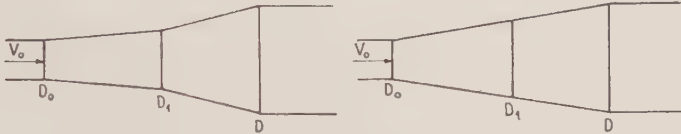


Fig. 65

de la vitesse moyenne en chaque section, et d'une loi de frottement, loi de Blasius par exemple, les secondes étant données par une formule, formule de Fliegner :

$$\chi_F = \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma} \right)^2 \sin 2\alpha,$$

ou formule de Lorenz :

$$\chi_L = \frac{2}{3} \sin 2\alpha.$$

La formule de Lorenz, indépendante de σ , est évidemment insuffisante à représenter les résultats. La formule de Fliegner, qui a été utile autrefois et qui, dans certains cas, a donné des résultats assez voisins de la réalité, présente cependant un défaut assez grave : elle ne permet pas de suivre l'évolution des pertes de charge dans un diffuseur donné. Ceci a été mis en évidence lorsque nous avons essayé de calculer les pertes de charge dans un diffuseur à deux angles (*fig. 65*).

On ne peut songer à calculer un tel diffuseur en tenant compte seulement du σ global et de l'angle d'ouverture moyen, ce qui reviendrait à l'assimiler au diffuseur équivalent (même longueur, même rapport de sections), alors que l'expérience montre que les résultats sont tout à fait différents; il faut donc considérer les pertes de charge comme la somme des pertes dans les deux troncs de cône successifs; pour que ce calcul

soit valable il faudrait qu'on puisse l'appliquer à un diffuseur à un seul angle supposé coupé en deux morceaux (cf. *fig. 65*) :

$$\sigma_1 = \left(\frac{D_1}{D_0}\right)^2; \quad \sigma_2 = \left(\frac{D}{D_1}\right)^2; \quad \sigma = \sigma_1 \sigma_2; \quad \chi_F = \frac{(\Delta p)_\alpha}{\frac{\rho}{2} V^2} :$$

— première partie :

$$\frac{(\Delta p_1)_\alpha}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(\frac{\sigma_1 - 1}{\sigma_1}\right)^2 \sin 2\alpha;$$

— deuxième partie :

$$\frac{(\Delta p_2)_\alpha}{\frac{\rho}{2} V_1^2} = \left(\frac{\sigma_2 - 1}{\sigma_2}\right)^2 \sin 2\alpha,$$

$$V_1 = \frac{V_0}{\sigma_1}.$$

Il faudrait donc que :

$$\left(\frac{\sigma_1 - 1}{\sigma_1}\right)^2 \frac{\rho}{2} V_0^2 + \left(\frac{\sigma_2 - 1}{\sigma_2}\right)^2 \frac{\rho}{2} V_1^2 = \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma}\right)^2 \frac{\rho}{2} V_0^2,$$

$$\left(\frac{\sigma_1 - 1}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_2 - 1}{\sigma_2}\right)^2 \frac{1}{\sigma_1^2} = \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_1 \sigma_2 - 1}{\sigma_1 \sigma_2}\right)^2,$$

$$\sigma_1^2 \sigma_2^2 - 2 \sigma_1 \sigma_2^2 + \sigma_2^2 + \sigma_2^2 - 2 \sigma_2 + 1 = \sigma_1^2 \sigma_2^2 - 2 \sigma_1 \sigma_2 + 1,$$

$$2 \sigma_2 (\sigma_1 \sigma_2 - \sigma^2 + 1) = 2 \sigma_2 \sigma_1,$$

$$\sigma_1 (\sigma_2 - 1) = \sigma_2 - 1,$$

$$\sigma_1 = 1,$$

ce qui est contraire au problème posé.

Cependant, afin de pouvoir comparer à l'expérience cette formule, nous avons calculé les pertes par frottement (loi de Blasius); pour nos diffuseurs expérimentés, en appelant χ_B les pertes ainsi obtenues, nous avons :

$$\chi_F = \chi - \chi_B;$$

la loi de Fliegner étant de la forme :

$$\chi_F = f(\sigma) \sin 2\alpha,$$

nous avons porté (graphique de la *fig. 66*) σ en abscisses et, en ordonnées, le rapport $\frac{\chi_F}{\sin 2\alpha}$. Des résultats ainsi obtenus on peut conclure que :

1° la formule de Fliegner ne correspond pas à l'expérience ;

2° qu'il n'existe pas une loi simple de la forme :

$$\frac{\chi_F}{\sin 2\alpha} = f(\sigma),$$

les courbes expérimentales étant par trop différentes pour admettre une moyenne commune.

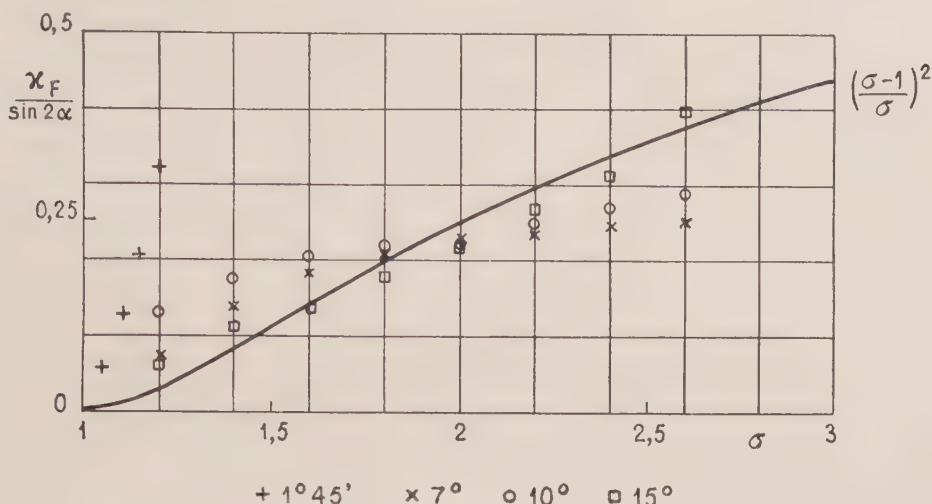


Fig. 66

III. — LE COEFFICIENT LOCAL DE PERTE DE CHARGE λ

Tous les résultats précédents, en ce qui concerne les pertes de charge, ont été présentés sous la forme du coefficient global χ , rapport de la perte d'énergie entre le col et une section donnée du diffuseur à l'énergie cinétique au col.

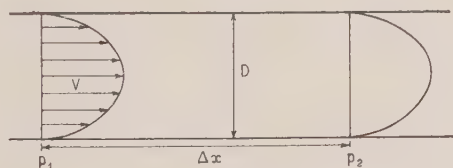


Fig. 67

Dans l'étude des conduites, on utilise un coefficient local de perte de charge λ défini comme suit : en régime établi, le profil des vitesses reste le même d'une section à l'autre; par suite, la différence entre deux pressions semblables prises en deux points correspondants (*fig. 67*) (même distance de l'axe) des deux sections est constante et égale à $p_1 - p_2 = \Delta p$; la perte d'énergie pendant l'unité de temps est donc :

$$\Delta p \int V dS = \Delta p U \pi R^2.$$

Par définition :

$$\lambda = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} U^2} \frac{D}{\Delta x}.$$

La perte d'énergie ci-dessus est égale au travail des forces de frottement soit, avec $\tau_0 = C_f \frac{\rho}{2} U^2$:

$$\Delta p U \pi R^2 = \tau_0 2 \pi R U \Delta x,$$

ce qui conduit à la relation classique :

$$\lambda = 4 C_f.$$

Il est facile de relier λ et χ ; en effet, dans ce cas :

$$\Delta \chi = \frac{\Delta p U \pi R^2}{\frac{\rho}{2} U^3 \pi R^2} = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} U^2},$$

d'où :

$$\Delta \chi = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta x}{R}.$$

C'est cette relation, avec la loi de Blasius $\lambda = 0,3164 R^{-\frac{1}{4}}$, que nous avons utilisée pour le calcul de χ dans les tuyaux, afin de servir de base de comparaison.

Il est possible d'introduire de même le coefficient λ dans les diffuseurs sous la réserve que ce coefficient unitaire, qui doit représenter les pertes de charge n'est pas, comme précédemment, relié aux forces de frottement à la paroi, mais représente ici l'ensemble des pertes de charge indépendamment de leur cause.

La relation entre λ et χ reste valable pour chaque élément de diffuseur de longueur dx et de rayon R à la condition, toutefois, de ramener χ à $\frac{\rho}{2} V_0^2$ et non à $\frac{\rho}{2} U^2$, comme le donnerait l'emploi brutal de la formule. Pour un intervalle, il faudra donc prendre :

$$\frac{d\chi}{dx} = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{R} \left(\frac{U}{V_0} \right)^2,$$

soit, en fluide incompressible :

$$\frac{d\chi}{dx} = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{R} \frac{1}{\sigma^2}.$$

Les courbes précédentes donnent χ en fonction de $\frac{x}{R_0}$; il est donc facile de lire $\frac{d\chi}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)}$ pour des intervalles suffisamment petits et d'en déduire λ :

$$\lambda = 2 \frac{d\chi}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)} \frac{R}{R_0} \sigma^2 = 2 \frac{d\chi}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)} \left(\frac{R}{R_0} \right)^5.$$

Les valeurs de λ ainsi obtenues, outre la dispersion due à la lecture de $\frac{d\chi}{dx}$ qui ne se fait pas avec une grande précision, vont en croissant de l'amont à l'aval du diffuseur. Si nous faisons une moyenne et calculons les pertes de charge de façon à compenser les valeurs expérimentales pour des valeurs de $\frac{x}{R_0}$ jusqu'à 8 ou 9, nous constatons qu'au delà les valeurs calculées deviennent inférieures à la courbe expérimentale et si, au contraire, nous voulons obtenir des résultats correspondants à l'aval du diffuseur, les courbes expérimentales et calculées ne se superposent plus pour la partie amont (valeurs de χ données par le calcul plus grandes que celles données par l'expérience).

Nous avons ainsi été amenés à définir un λ fonction de la position dans le diffuseur ou, plus exactement, pour garder une valeur constante de λ tout en suivant la variation des pertes de charge locales, de ramener λ non pas à la vitesse moyenne mais à la vitesse maximum au centre de l'écoulement, c'est-à-dire de prendre la relation sous la forme :

$$\frac{d\chi}{dx} = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{R} \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^2.$$

Si l'on préfère garder les notations classiques et rapporter λ à la vitesse moyenne U , il revient au même d'écrire :

$$\frac{d\chi}{dx} = \frac{1}{2} \lambda \left(\frac{V_{\max}}{U} \right)^2 \frac{1}{R} \left(\frac{U}{V_0} \right)^2.$$

Cette forme correspond beaucoup mieux à l'expérience; elle nous avait, d'autre part, été suggérée par des conditions théoriques toutes différentes.

Dans l'étude de l'écoulement en conduites, PRANDTL a introduit la notion de longueur de mélange reliée à la tension tangentielle locale et au gradient de vitesse :

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{dV}{dy} \right)^2;$$

on en déduit, τ_0 étant la tension à la paroi, et compte tenu de la distribution linéaire des tensions :

$$l = \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{y}{R}}}{\frac{dV}{dy}}.$$

Avec nos notations nous devons prendre δ au lieu de R :

$$l = \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{y}{\delta}}}{\frac{dV}{dy}}.$$

Les études expérimentales de NIKURADSE et théoriques de KARMAN ont montré que, pour des tuyaux lisses ou rugueux, à la seule condition que le régime soit nettement turbulent, il existe une courbe unique :

$$\frac{l}{\delta} = f\left(\frac{y}{\delta}\right).$$

Nous aurons ici :

$$\frac{l}{\delta} = \frac{1}{\delta} \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{y}{\delta}}}{\frac{dV}{dy}} = \frac{1}{V_{\max}} \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{y}{\delta}}}{\frac{d\left(\frac{V}{V_{\max}}\right)}{d\left(\frac{y}{\delta}\right)}};$$

or, nos résultats expérimentaux ont montré, pour chaque diffuseur, l'existence d'une courbe unique $\frac{V}{V_{\max}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$; pour que la courbe $\frac{l}{\delta} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$ soit aussi unique pour les diverses sections d'un diffuseur donné, il faudrait donc que :

$$\frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{V_{\max}} = \text{Cte.}$$

En rapportant λ à la vitesse moyenne U on a, d'autre part, la relation classique :

$$\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = U \sqrt{\frac{\lambda}{8}},$$

ce qui donne :

$$\frac{U}{V_{\max}} \sqrt{\lambda} = \text{Cte},$$

ou :

$$\lambda \left(\frac{U}{V_{\max}}\right)^2 = \text{Cte.}$$

Si nous posons $\lambda \left(\frac{U}{V_{\max}}\right)^2 = \lambda_0$, λ_0 étant la valeur de λ à prendre pour $U = V_{\max}$, c'est-à-dire au début de l'écoulement, lorsque les couches limites sont nulles (cas admis au col pour le calcul du diffuseur, puisque nous calculons séparément, pour les ajouter, les pertes de charge dans la veine), on doit calculer le diffuseur en prenant :

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2.$$

C'est exactement ce que nous avons dit plus haut et qui se trouve dans l'expression de $\frac{d\chi}{dx}$ où la constante λ_0 a été notée simplement λ :

$$\frac{d\chi}{dx} = \frac{1}{2} \lambda_0 \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2 \frac{1}{R} \left(\frac{U}{V_0}\right)^2;$$

nous utiliserons cette formule sous la forme :

$$\frac{d\chi}{\frac{R_0}{R_0}} = \frac{1}{2} \lambda_0 \left(\frac{V_{\max}}{U} \right)^2 \left(\frac{R_0}{R} \right)^5.$$

Nous avons ainsi déterminé les valeurs de λ_0 correspondant aux expériences effectuées. Le graphique de la *figure 68* donne λ_0 en fonction de l'angle d'ouverture du diffuseur 2α pour nos expériences faites avec $R_0 = 331\ 000$ (a. 191 et *fig. 108*).

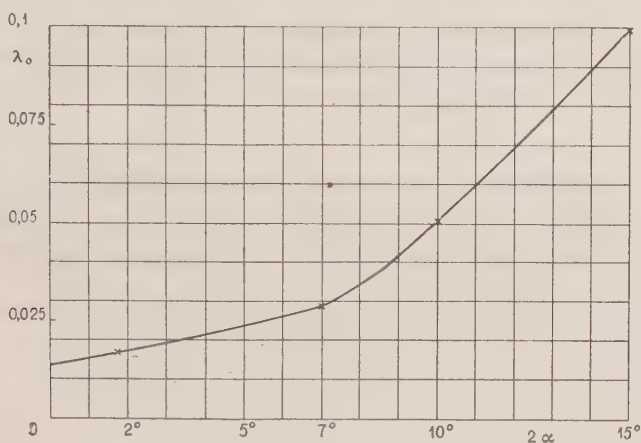


Fig. 68

IV. — INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

Il serait nécessaire, pour se rendre compte de l'influence du nombre de Reynolds sur le fonctionnement des diffuseurs, d'étudier le comportement d'un nombre assez important de diffuseurs de différents modèles. Ceci déborde malheureusement de très loin nos possibilités matérielles. Pour les diffuseurs d'un angle différent de 7° nous ne disposons d'aucun autre matériel que de celui déjà utilisé; le seul paramètre que nous puissions faire varier est la vitesse de l'écoulement. Par contre, pour les diffuseurs de 7° , nous avons pu étudier, et comparer aux résultats précédents, les écoulements dans deux diffuseurs de dimensions géométriques bien différentes : le diffuseur de la soufflerie n° 1, de l'I.A.T. de Saint-Cyr (diamètre de veine $D_0 = 2$ m) et, d'après un rapport de l'O.N.E.R.A. ⁽¹⁾, celui de la soufflerie S1 de Toulouse ($D_0 = 0,30$ m).

1° Rappel des résultats du 7° étudié précédemment.

On avait trouvé $R_0 = 331\ 000$:

— loi de répartition des vitesses :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + 0,536 \log \frac{y}{\delta};$$

(1) O.N.E.R.A. E.R.A.T., *Étude A/182*, rapport partiel n° 1, non publié.

— loi d'évolution des couches limites :

$$\frac{\delta}{x} = 0,038 + 0,005 \frac{x}{R_0};$$

— les pertes de charge correspondent à une valeur du coefficient unitaire $\lambda_0 = 0,0282$.

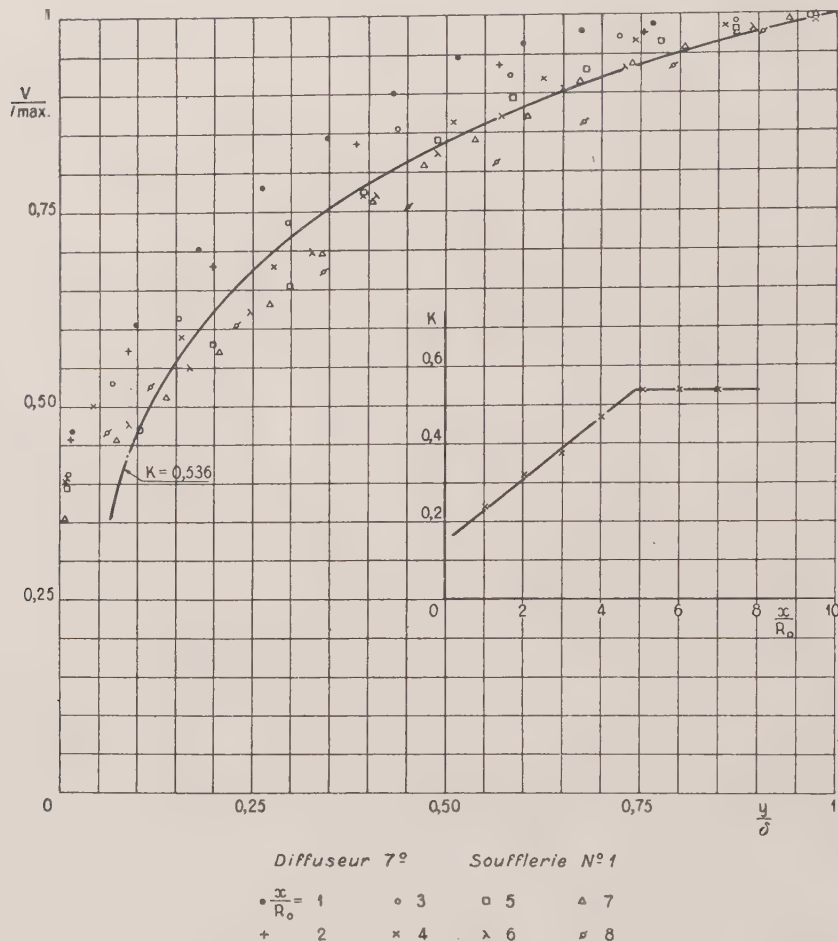


Fig. 69

2° Diffuseur de 7° de la soufflerie n° 1 de l'I. A. T.

Les expériences ont été faites pour $V_0 = 40$ m/s, soit pour $R_0 = 5520000$ (a. 193 à 195 et fig. 109):

— loi de répartition des vitesses : la soufflerie n° 1 possède une veine très longue (6 m, soit 3 D_0); par suite, les couches limites sont déjà fort importantes au début du diffuseur. Les mesures, ramenées aux coordonnées habituelles $\frac{V}{V_{max}}$ et $\frac{y}{\delta}$, ont donné les courbes de la figure 69. On voit ici, d'une façon très nette, l'évolution qui se poursuit le long du diffuseur tendant à faire passer de la courbe caractéristique du cylindre pour le nombre de Reynolds de l'expérience à celle, caractéristique, du diffuseur (5, 6 et 7), dans les mêmes conditions; la courbe 8, en dessous des autres, marque l'usure de la

couche limite (prélude au décollement et peut-être aussi influence du champ aérodynamique de l'hélice et du corps central contenant le moteur). La courbe moyenne correspondant aux expériences 4, 5, 6 et 7 admet très sensiblement la même valeur du coefficient K que celle obtenue pour le premier 7° à $R_0 = 331\ 000$; s'il y a une variation, elle est inférieure à l'erreur expérimentale. Les diverses courbes correspondent à diverses valeurs de K . Si nous portons ces valeurs en fonction de $\frac{x}{R_0}$ nous obtenons très sensiblement une droite (cf. *fig. 69*). Pour la valeur $\frac{x}{R_0} = 0$, c'est-à-dire au col, nous n'avons pas pu faire de mesures (il aurait été nécessaire de traverser l'assise en béton); la courbe précédente donnerait $K = 0,15$, le calcul, à partir des lois de Blasius et de Karman, donne $0,165$; la différence provient certainement des aspérités des parois (joints des hublots permettant l'entrée dans la veine, trous pour le passage des fils de liaison avec la maquette, etc.);

— l'évolution des couches limites ne présente rien de particulier, elle permet de calculer en chaque section, en tenant compte du profil local des vitesses, le coefficient de perte de charge χ , d'où l'on peut passer à λ . On trouve la même valeur que pour les essais au Sturtevant, ce qui nous conduit à garder pour λ_0 la valeur $0,0282$; la précision de nos mesures ne nous permet pas de déceler, si elle existe, l'influence du nombre de Reynolds.

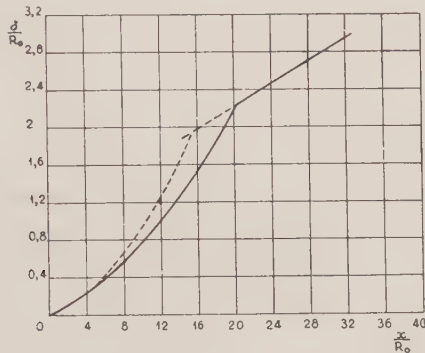


Fig. 70

----- 7° St-Cyr ——— 7° Toulouse
 $\varnothing = 0,12\text{ m}$ $\varnothing = 0,30\text{ m}$

3° Diffuseur de 7° de la soufflerie S1 de Toulouse (O.N.E.R.A.).

Dans un rapport qui nous a été adressé par l'O.N.E.R.A. de Toulouse, nous avons trouvé, pour un diffuseur de 7° , des courbes de pression pour trois positions correspondant à des valeurs de $\frac{x}{R_0}$ de 13,1, 20,3 et 32,6 et, pour diverses vitesses de référence dans la veine : 65, 90, 124, 142 et 159 mètres par seconde. De ces résultats bruts, nous pouvons tirer les courbes $\frac{\delta}{R_0}$ en fonction de $\frac{x}{R_0}$ et $\frac{V}{V_{\max}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right)$. Sauf pour l'expérience faite à 124 m/s qui, pour des raisons qui nous échappent, ne semble pas être cohérente avec les autres, nous obtenons une courbe unique $\frac{\delta}{R_0} = f\left(\frac{x}{R_0}\right)$ qui montre une croissance plus faible des couches limites que dans notre 7° de 0,12 m de diamètre au col (*fig. 70*).

Les courbes de vitesse ramenées en coordonnées sans dimensions $\frac{V}{V_{\max}}$ et $\frac{y}{\delta}$ permettent de constater, au moins pour toutes les courbes relatives à $\frac{x}{R} = 13,1$, l'existence d'une moyenne commune, et peuvent être compensées par une courbe logarithmique $1 + K \log \frac{y}{\delta}$ avec $K = 0,736$; ces courbes se placent plus bas que celles correspondant à nos deux autres 7°. Ceci s'explique vraisemblablement par le fait, noté dans le rapport, que l'état des parois était assez mauvais, la soufflerie ayant été étudiée après un abandon de plusieurs années.

Les courbes obtenues à la même vitesse de référence sont, dans l'ensemble, plus basses pour $\frac{x}{R_0} = 32,6$ que pour $\frac{x}{R_0} = 20,3$ et $13,1$; c'est ce que nous avons déjà signalé : usure de la couche limite avant le décollement; la loi logarithmique devient alors incapable de représenter la courbe des vitesses qui, d'ailleurs, évolue de façon continue jusqu'au moment où se produit le décollement : les couches les plus voisines de la paroi ne possédant plus suffisamment d'énergie cinétique pour s'opposer au gradient de pression, leur vitesse s'annule et peut même s'inverser.

En ce qui concerne l'influence du nombre de Reynolds, il est impossible de tirer une conclusion quelconque : le calcul des pertes de charge a donné ici, pour valeur du coefficient unitaire, $\lambda_0 = 0,0327$, soit une valeur sensiblement plus élevée que pour les deux autres 7°, mais cette valeur correspond à des nombres de Reynolds compris entre 1 345 000 et 3 300 000. De même, précédemment, $\lambda_0 = 0,0282$ avait été trouvé pour des nombres de Reynolds fort éloignés (331 000 et 5 520 000). Il semble qu'après l'angle de divergence, la rugosité de la paroi joue un rôle important, mais qu'il serait fort délicat de définir, même pour une seule ouverture donnée. Quant au nombre de Reynolds, paramètre essentiel des phénomènes de viscosité, il ne semble pas devoir être caractéristique des pertes de charge dans l'écoulement contre un gradient de pression important; il joue certainement une influence prépondérante sur les pertes par frottement, mais nous avons vu qu'elles ne représentent guère qu'un sixième des pertes totales pour un diffuseur de 7°.

En attendant qu'un nombre suffisant d'expériences précises puisse permettre de définir plus exactement l'influence du nombre de Reynolds, il nous semble possible de garder comme une bonne approximation, au moins pour les calculs d'ingénieurs, les valeurs de λ_0 que nous avons obtenues précédemment en prenant comme seul paramètre l'angle d'ouverture du diffuseur et qui correspondent à un bon poli des parois.

V. — INFLUENCE DU NOMBRE DE MACH

En ce qui concerne l'influence du nombre de Mach, on peut faire un calcul de première approximation, sans autre prétention, d'ailleurs, que de fixer un ordre de grandeur : faisons l'hypothèse, bien souvent utilisée autrefois, que les pertes autres que celles dues au frottement, sont, dans un diffuseur, proportionnelles à celles qui se produisent dans un évasement brusque de même rapport de sections. Reprenons l'étude des pertes de charge théoriques dans un évasement brusque :

— équation de continuité :

$$Q = S_0 V_0 = S_1 V_1;$$

— la variation de quantité de mouvement à travers ABCD (*fig. 71*), en comptant positivement les quantités sortantes, est :

$$-\rho S_0 V_0^2 + \rho S_1 V_1^2 = -\rho Q (V_0 - V_1);$$

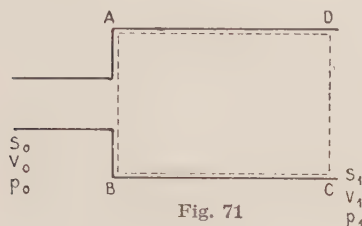
— la projection sur l'axe des forces appliquées est :

$$p_0 S_1 - p_1 S_1,$$

d'où :

$$-\rho Q (V_0 - V_1) = (p_0 - p_1) S_1,$$

$$p_0 - p_1 = -\rho V_1 (V_0 - V_1),$$



soit, Δp étant la variation de pression d'arrêt entre S_0 et S_1 :

$$\Delta p = p_0 + \frac{\rho}{2} V_0^2 - \left(p_1 + \frac{\rho}{2} V_1^2 \right) = -\rho V_1 (V_0 - V_1) + \frac{\rho}{2} (V_0^2 - V_1^2),$$

$$\frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = -2 (V_0 - V_1) \frac{V_1}{V_0^2} + 1 - \frac{1}{\sigma^2} = -\frac{2}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) + 1 - \frac{1}{\sigma^2} = -\frac{2}{\sigma} + \frac{1}{\sigma^2} + 1,$$

$$\frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma} \right)^2.$$

C'est le théorème de Borda.

Notre hypothèse, en négligeant les forces de frottement, conduit, pour les diffuseurs, à une loi de la forme :

$$\frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma} \right)^2 f(2\alpha).$$

Pour un diffuseur donné, le rapport des pertes de charge en fluide compressible et en fluide incompressible serait donc le même que pour l'évasement brusque équivalent. Utilisons donc la loi de Saint-Venant :

p_i indiquant une pression d'arrêt :

$$p_{i*} = p_0 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}.$$

On peut prendre la formule approchée :

$$p_{i_0} \cong p_0 + \frac{\rho_0}{2} V_0^2 \left[1 + \frac{1}{4} M_0^2 + \frac{1}{40} M_0^4 + \dots \right],$$

$$p_{i_1} \cong p_1 + \frac{\rho_1}{2} V_1^2 \left[1 + \frac{1}{4} M_1^2 + \frac{1}{40} M_1^4 + \dots \right].$$

Dans S_1 on négligera M_1^2 et M_1^4 , ce qui revient à l'approximation du fluide incompressible, tout à fait légitime à la sortie du diffuseur car pour $\sigma = 9$, par exemple, quand $M_0 = 1$, V_1 est de l'ordre de 30 m/s; l'équation de continuité s'écrit ici :

$$\rho_0 S_0 V_0 = \rho_1 S_1 V_1;$$

le théorème des quantités de mouvement donne :

$$-\rho_0 S_0 V_0^2 + \rho_1 S_1 V_1^2 = (p_0 - p_1) S_1,$$

$$p_0 - p_1 = -\rho_1 V_1 (V_0 - V_1),$$

d'où, en appelant Δp_c la variation de pression d'arrêt en fluide compressible :

$$\begin{aligned} \Delta p_c &\cong \frac{\rho_0}{2} V_0^2 - \frac{\rho_1}{2} V_1^2 + \rho_1 V_1^2 - \rho_1 V_1 V_0 + \frac{\rho_0}{2} V_0^2 \left[\frac{1}{4} M_0^2 + \frac{1}{40} M_0^4 \right] \\ &= \frac{\rho_0}{2} V_0^2 \left[1 + \frac{\rho_1}{\rho_0} \left(\frac{V_1}{V_0} \right)^2 - 2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{V_1}{V_0} + \frac{1}{4} M_0^2 + \frac{1}{40} M_0^4 \right], \\ \frac{\Delta p_c}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2} &= 1 - 2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{V_1}{V_0} + \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{V_1}{V_0} \frac{V_1}{V_0} + \frac{1}{4} M_0^2 + \frac{1}{40} M_0^4, \end{aligned}$$

soit, avec $k_M = \frac{\Delta p_c}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}$ fonction de M et de σ :

$$\begin{aligned} k_M &= 1 - \frac{2}{\sigma} + \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{1}{\sigma^2} + \frac{1}{4} M_0^2 + \frac{1}{40} M_0^4 \\ &= \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma} \right)^2 - \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \frac{1}{\sigma^2} + \frac{1}{4} M_0^2 + \frac{1}{40} M_0^4; \end{aligned}$$

$\left(\frac{\sigma - 1}{\sigma} \right)^2$ représente la perte de charge en fluide incompressible.

La différence, suivant qu'on considère le fluide comme compressible ou non, est donc fonction de la vitesse (M_0) et du rapport des sections (σ). La courbe de la *figure 72* qui représente, pour $\sigma = 9$, la valeur du rapport $\frac{k_M}{k}$ en fonction du nombre de Mach, pourra être comparée aux résultats des expériences. A cet effet, reprenons, par exemple, les courbes de perte de charge en fonction de M du 7° et du 8°/30° étudiés au chapitre précédent. Comme nous n'avons pas de valeurs correspondant à $M_0 = 0$ nous prendrons $M_0 = 0,5$ comme vitesse de référence; l'opération à faire sur la courbe théorique est immédiate. En ce qui concerne les courbes expérimentales il a fallu passer du nombre de Mach dans la veine, référence habituelle, au nombre de Mach au col, calcul très simple déduit des équations théoriques du premier chapitre.

La confrontation des deux courbes expérimentales montre déjà que les paramètres M et σ sont insuffisants à rendre compte de la variation de perte de charge avec la vitesse puisque les deux courbes sont loin de se confondre. Nous avons fait la même recherche à partir des résultats bruts du chapitre 2,2. Les courbes sont aussi fort dispersées, cependant, en première approximation, et pour des nombres de Mach au col suffisamment éloignés de l'unité ($M < 0,9$), en attendant de pouvoir mieux définir les paramètres

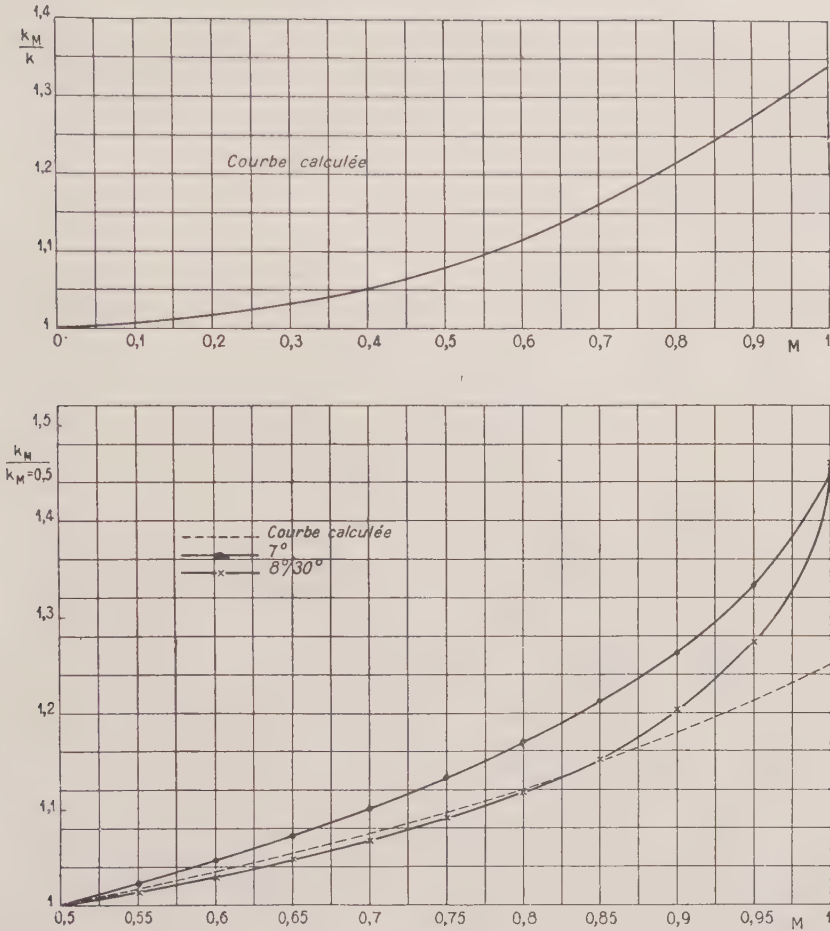


Fig. 72

influençants, on pourra garder la formule établie ci-dessus pour donner un ordre de grandeur.

Au voisinage de $M = 1$ les courbes expérimentales sont nettement au-dessus de la courbe calculée. Ceci n'est pas sans présenter une certaine analogie avec les courbes de traînée des ailes qui croissent brusquement à l'approche de la vitesse du son. De plus, l'effet de col se traduit par la partie verticale de la courbe : lorsqu'on a atteint au col $M = 1$ on peut augmenter la puissance sans augmenter la vitesse, ce qui est évident; l'énergie supplémentaire est alors absorbée par l'onde de choc qui se forme dans le divergent.

VI. — CALCUL DES DIFFUSEURS

Les courbes expérimentales établies au cours des chapitres précédents permettent de prévoir, avec une approximation bien meilleure qu'on ne pouvait le faire jusqu'à présent, l'écoulement dans les diffuseurs de révolution d'angle inférieur à 15°. Les valeurs de λ_0 et de K permettent, comme nous le montrerons sur des exemples, de retrouver en chaque section la courbe des vitesses et celles des pressions; on pourra donc obtenir ainsi n'importe quel coefficient global désiré.

Avant de donner des exemples, nous chercherons, à partir de la loi de répartition de vitesse $\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \frac{y}{\delta}$, les valeurs de l'énergie cinétique ainsi que celles de δ^* et δ^{**} , épaisseur de déplacement et épaisseur de quantité de mouvement en fonction de δ et de K .

Nous ferons le calcul de l'énergie cinétique, surtout nécessaire pour prévoir l'énergie restante à la partie aval d'un diffuseur dans le cas où les couches limites sont rejointes $\delta = R$.

Pour une répartition plane de vitesse U , on aurait :

$$W = \iint_s \frac{\rho}{2} U^3 dS = \frac{\rho}{2} \pi R^2 U^3.$$

Pour une répartition logarithmique :

$$W' = \iint_s \frac{\rho}{2} V^3 dS = \frac{\rho}{2} V_{\max}^3 \int_0^R \left(1 + K \log \frac{y}{R}\right)^3 2 \pi r dr;$$

en posant $\frac{y}{R} = z$ et en passant aux logarithmes népériens :

$$\begin{aligned} W' &= \pi \rho V_{\max}^3 \int_0^R (1 + K' \text{Log } z)^3 (R - y) dy \\ &= \pi \rho V_{\max}^3 R^2 \left[\int_0^1 (1 + K' \text{Log } z)^3 dz - \int_0^1 (1 + K' \text{Log } z)^3 z dz; \right. \end{aligned}$$

en développant et en utilisant le calcul déjà fait par parties des diverses intégrales, on trouve :

$$W' = \pi \frac{\rho}{2} V_{\max}^3 R^2 \left(1 - \frac{9}{2} K' + \frac{21}{2} K'^2 - \frac{45}{4} K'^3\right).$$

D'autre part :

$$\frac{U}{V_{\max}} = 1 - \frac{3}{2} K' \quad \left(\text{pour } \frac{\delta}{R} = 1\right),$$

d'où :

$$\frac{W'}{W} = \frac{1 - \frac{9}{2} K' + \frac{21}{2} K'^2 - \frac{45}{4} K'^3}{\left(1 - \frac{3}{2} K'\right)^3}.$$

Revenant de K' à K nous avons tracé la courbe (fig. 73) $\frac{W'}{W}$ en fonction de K . Elle peut nous être utile pour connaître l'évolution de l'énergie cinétique dans la partie d'un diffuseur où le régime est établi. On peut reprendre un calcul tout à fait semblable, aux limites d'intégration près, dans le cas où les couches limites ne sont pas encore rejointes, en calculant séparément l'énergie cinétique pour la zone à vitesse constante et pour les couches limites.

Épaisseur de déplacement.

Par définition :

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{V}{V_{\max}} \right) dy,$$

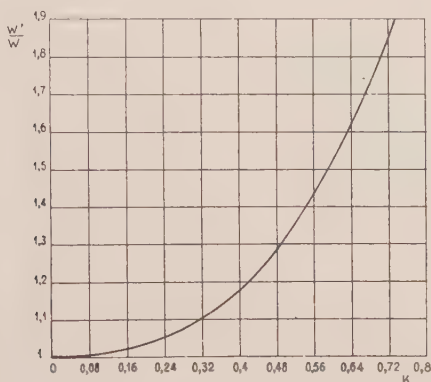


Fig. 73

soit :

$$\delta^* = \delta \int_0^1 [1 - (1 + K' \text{Log } z)] dz,$$

d'où :

$$\frac{\delta^*}{\delta} = K' = 0,4343 K.$$

Épaisseur de quantité de mouvement.

On a de même :

$$\begin{aligned} \delta^{**} &= \int_0^\delta \frac{V}{V_{\max}} \left(1 - \frac{V}{V_{\max}} \right) dy \\ &= \delta \int_0^1 (1 + K' \text{Log } z) (-K' \text{Log } z) dz, \end{aligned}$$

d'où :

$$\frac{\delta^{**}}{\delta} = (K' - 2 K'^2).$$

PREMIER EXEMPLE DE CALCUL.

Le schéma des opérations est le suivant : nous prendrons comme point de départ les valeurs de λ_0 et de K données respectivement par les courbes $\lambda_0 = f(2\alpha)$ (fig. 68) et $K = f(2\alpha)$ (fig. 57).

A partir de λ_0 nous pourrions calculer χ en chaque section, de χ et K ; en utilisant l'abaque $\Phi = f\left(\frac{\delta}{R}\right)$, nous passerons à $\frac{\delta}{R}$ puis, à l'aide de l'abaque $\frac{U}{V_{\max}} = f\left(\frac{\delta}{R}\right)$, à $\frac{U}{V_{\max}}$. Nous connaissons ainsi, pour chaque section, la valeur de $V_{\max}$, ce qui permet le tracé complet des courbes de vitesse et la détermination des pressions statique ou totale en un point quelconque du diffuseur, et, en particulier, nous en déduirons la courbe d'évolution de la pression statique $\frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} V_0^2} = \left(\frac{V_{\max}}{V_0}\right)^2$ le long du diffuseur.

Soit, par exemple, à calculer un diffuseur de 8° ; nous lisons sur les abaques :

$$\lambda_0 = 0,033; \quad K = 0,59.$$

— Calcul de χ : nous utiliserons la formule établie précédemment :

$$\frac{d\chi}{d\frac{x}{R_0}} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^5.$$

Prenons des intervalles $\frac{\Delta x}{R_0} = 1$:

$$\frac{R}{R_0} = 1 + \frac{x}{R_0} \operatorname{tg} 4^\circ = 1 + 0,07 \frac{x}{R_0}.$$

Pour chaque intervalle on aura :

$$\Delta\chi = 0,0165 \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2 \left(1 + 0,07 \frac{x}{R_0}\right)^{-5},$$

$\frac{V_{\max}}{U}$ et $\frac{x}{R_0}$ étant les valeurs moyennes pour l'intervalle considéré;

— passage de χ à Φ : nous avons par définition :

$$\chi = \Phi \left(\frac{R_0}{R}\right)^4 \quad \text{soit} \quad \Phi = \chi \left(\frac{R}{R_0}\right)^4;$$

— le reste des opérations se fait par lecture sur les abaques.

Le tableau de calculs (p. 101) s'établit de la façon suivante : on remplit d'abord les colonnes $\frac{x}{R_0}$, $\frac{x}{R_0} \operatorname{tg} \alpha$, $\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = \sigma$, σ^2 et $\left(\frac{R}{R_0}\right)^{-5}$, ce qui ne présente aucune difficulté; il faut toutefois prendre garde qu'on a besoin de $\left(\frac{R}{R_0}\right)^{-5}$, valeur moyenne pour l'intervalle, tandis que σ^2 est nécessaire aux limites des intervalles. Le calcul de $\frac{U}{V_{\max}}$ est le seul point délicat; nous procédons de la façon suivante : pour le premier intervalle, nous prenons une

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{x}{R_0}\right)_{\text{moy}}$	$\frac{x}{R_0} \operatorname{tg} \alpha$	σ	σ^2	$\left(\frac{R_0}{R}\right)^6$	$\left(\frac{U}{V_{\max}}\right)_{\text{moy}}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2_{\text{moy}}$	Δx	x	Φ	$\frac{\delta}{R}$	$\frac{U}{V_{\max}}$
1	0,5	0,035 0,07	1,072	1,31	0,841	0,99	1,02	0,01415	0,01415	0,0185	0,0575	0,9725
2	1,5	0,105 0,14	1,22	1,69	0,608	0,96	1,085	0,01089	0,02504	0,0424	0,1125	0,9475
3	2,5	0,175 0,21	1,381	2,14	0,446	0,935	1,145	0,00844	0,03348	0,0716	0,1625	0,9225
4	3,5	0,245 0,28	1,55	2,68	0,333	0,91	1,21	0,00665	0,04013	0,1078	0,2175	0,8975
5	4,5	0,315 0,35	1,73	3,32	0,254	0,885	1,264	0,00530	0,04543	0,1508	0,285	0,867
6	5,5	0,385 0,42	1,919	4,06	0,196	0,855	1,37	0,00444	0,04987	0,2025	0,335	0,845
7	6,5	0,455 0,49	2,12	4,93	0,153	0,8325	1,443	0,00364	0,05351	0,264	0,4025	0,815
8	7,5	0,525 0,56	2,325	5,90	0,1212	0,805	1,545	0,00309	0,05660	0,3342	0,4675	0,790
9	8,5	0,595 0,63	2,55	7,07	0,0964	0,7775	1,658	0,00263	0,05834	0,412	0,535	0,763
10	9,5	0,665 0,70	2,77	8,35	0,0783	0,7525	1,768	0,00228	0,06062	0,506	0,6125	0,735
11	10,5	0,735 0,77	3,01	9,83	0,0636	0,725	1,876	0,00197	0,06259	0,615	0,6875	0,710
12	11,5	0,805 0,84	3,26	11,49	0,0522	0,695	2,07	0,00178	0,06437	0,740	0,768	0,683
13	12,5	0,875 0,91	3,52	13,30	0,043	0,670	2,225	0,00158	0,06596	0,876	0,8475	0,660
14	13,5	0,945 0,98	3,782	15,39	0,0359	0,6475	2,38	0,00141	0,06737	1,037	0,936	0,635

valeur moyenne arbitraire de 0,99, par exemple; la suite des opérations conduit à une valeur de $\frac{U}{V_{\max}}$ à la limite de l'intervalle; sur un graphique auxiliaire nous portons $\frac{U}{V_{\max}}$ en fonction de $\frac{x}{R}$; de la valeur trouvée pour $\frac{U}{V_{\max}}$ nous pouvons déduire la moyenne et recommencer le calcul pour plus de précision si l'on trouve une valeur sensiblement différente de 0,99. On calcule ensuite l'intervalle suivant; $\frac{U}{V_{\max}}$ moyen pour cet intervalle est donné par une petite extrapolation de la courbe; il est facile de procéder ainsi de proche en proche: on s'aperçoit bien vite que les valeurs prises pour $\left(\frac{U}{V_{\max}}\right)_{\text{moy}}$ sont justes avec une très bonne approximation.

On peut vérifier que les valeurs trouvées sur cet exemple pour χ et $\frac{\delta}{R}$ se placent bien sur les graphiques expérimentaux précédents par rapport aux autres valeurs de l'angle d'ouverture. La courbe $\left(\frac{V_{\max}}{V_0}\right)^2 = \frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} V_0^2}$ se placerait trop bas, ce qui vient du

fait que la courbe expérimentale est déduite de l'écoulement dans le diffuseur faisant suite au cylindre de la veine. Pour que la courbe calculée se ramène sur la courbe expérimentale, il suffit de faire le calcul en tenant compte de la perte de charge dans la veine.

DEUXIÈME EXEMPLE DE CALCUL.

Nous allons calculer l'écoulement correspondant à l'expérience citée au chapitre 3,1; il est tout d'abord nécessaire de calculer les pertes de charge dans la veine précédant le diffuseur: sa longueur est de 88 mm, soit $4,4 R_0$; d'autre part, $\Re_0 = 571\,000$, d'après BLASIUS $\lambda = 0,01144$, d'où :

$$\Delta\chi = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta x}{R_0} = 0,00572 \times 4,4 = 0,0252.$$

Pour le calcul dans le diffuseur, nous devons chercher λ_0 en tenant compte du nombre de Mach dans la veine 0,78. De la courbe $k = f(M)$ relative au 7° ($\sigma = 9$), nous déduisons que le coefficient $\frac{k_M}{k_0}$ vaut ici environ 1,34. Nous adopterons pour λ_0 le λ_0 du 7° 0,0282 multiplié par 1,34, soit 0,0378. Comme valeur de K, considérant que la relation entre λ et K est de la forme $K = A\sqrt{\lambda}$, le coefficient K du 7° étant 0,536 (correspondant à $\lambda_0 = 0,0282$), nous prendrons (pour $\lambda_0 = 0,0378$) :

$$K = 0,536 \times \sqrt{\frac{0,0378}{0,0282}} = 0,536 \sqrt{1,34} = 0,62.$$

Nous ferons le calcul sans tenir compte de phénomènes de compressibilité en ce qui concerne χ puisqu'il en est tenu compte dans λ_0 et K; il n'y a donc pas lieu de faire intervenir la variation de la courbe des vitesses moyennes le long du diffuseur qu'introduit la compressibilité. C'est seulement pour passer de $\frac{V_{\max}}{U}$ à $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$ que nous introduirons U calculé à partir des équations adiabatiques.

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{R_0}{R}\right)^6$	σ^2	$\frac{U}{V_{\max}}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2$	Δx	x	Φ	$\frac{\delta}{R}$	$\frac{U}{V_{\max}}$	U	$V_{\max}$	$\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$
0	0,858				0,0252	0,0252	0,0252	0,052	0,974		245	0,333
1	0,638	1,263	0,958	1,090	0,01769	0,04289	0,0542	0,112	0,942			
2	0,490	1,586	0,925	1,166	0,01408	0,05697	0,0902	0,173	0,911	169	185,2	0,200
3	0,378	1,960	0,898	1,240	0,01150	0,06847	0,134	0,232	0,882			
4	0,298	2,400	0,868	1,324	0,00947	0,07794	0,187	0,295	0,852	129	151,5	0,139
5	0,234	2,890	0,838	1,422	0,00802	0,08596	0,248	0,363	0,821			
6	0,188	3,480	0,807	1,538	0,00680	0,09276	0,321	0,435	0,790	103	130,3	0,104
7	0,153	4,160	0,776	1,660	0,00590	0,09866	0,411	0,513	0,758			
8	0,124	4,890	0,742	1,818	0,00525	0,10291	0,502	0,580	0,731	86,5	118,0	0,086
9	0,101	5,75	0,717	1,942	0,00455	0,10746	0,619	0,656	0,703			
10	0,0834	6,75	0,688	2,110	0,00403	0,11149	0,776	0,750	0,671	73,0	108,8	0,074
11	0,070	7,83	0,655	2,33	0,00368	0,11517	0,903	0,819	0,648			
12	0,0585	9,0	0,635	2,48	0,00328	0,11845	1,067	0,902	0,624	64,0	102,5	0,066
13		10,3	0,615	2,65	0,00293	0,12138	1,25	0,985	0,600			
13,2		10,6			0,00058	0,12196	1,291	1,000	0,597	58,5	98,0	0,060

$\frac{\alpha}{R_0}$	$\left(\frac{R_0}{R}\right)^5$	σ^2	Δx	x	$\frac{\Phi}{\sigma^2}$	x'	$\left(\frac{p_{00} - p}{p_{00}}\right)_{th}$	$\frac{\rho}{2} \frac{V_{max}^2}{p_{00}}$	$\frac{\Delta' p}{p_{00}}$	$\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$
13,2	0,0487		0,00206	0,12196						
14	0,0390	11,9	0,00414	0,12402	0,1087	0,0153	0,019	0,0532	0,0044	0,0576
16	0,0286	15,2	0,00303	0,12816	0,0851	0,0431	0,014	0,0392	0,0123	0,0515
18	0,0212	19,4	0,00224	0,13119	0,0666	0,0646	0,011	0,0308	0,0185	0,0493
20	0,0162	24,3	0,00172	0,13343	0,0532	0,0802	0,009	0,0252	0,0229	0,0481
22	0,0124	30,0	0,00131	0,13515	0,0431	0,0921	0,0070	0,0196	0,0264	0,0460
24	0,0097	37,0	0,00103	0,13646	0,0350	0,1015	0,0057	0,0160	0,0290	0,0450
26	0,0077	44,8	0,00082	0,13749	0,0288	0,1087	0,0046	0,0129	0,0311	0,0440
28	0,0061	53,9	0,00065	0,13831	0,0240	0,1143	0,0039	0,0109	0,0327	0,0436
30	0,0050	64,0	0,00053	0,13896	0,0202	0,1178	0,0033	0,0092	0,0340	0,0432
32		75,6		0,13949	0,0171	0,1224	0,0029	0,0081	0,0350	0,0431

La première feuille de calculs est établie comme pour le premier exemple. Pour $\frac{x}{R_0} = 13,2$ les couches limites se rejoignent $\delta = R$. Le calcul au delà de ce point nécessite quelques explications : jusqu'à présent les pertes de charge étaient localisées dans les

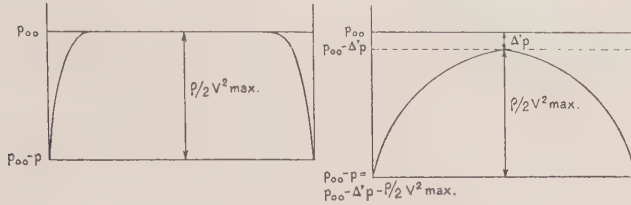


Fig. 74

couches limites et il existait une zone au centre qui n'en avait pas été affectée. A partir du point de jonction des couches limites les pertes se répartissent sur toute la section. Le rapport $\frac{V_{\max}}{U}$ étant alors constant et égal à $\frac{1}{1 - 0,65 K} = 1,677$, le calcul de $\Delta \chi$ se fera comme ci-dessus. On connaîtra ainsi χ mais la relation entre χ et $p_{00} - p$ n'est pas

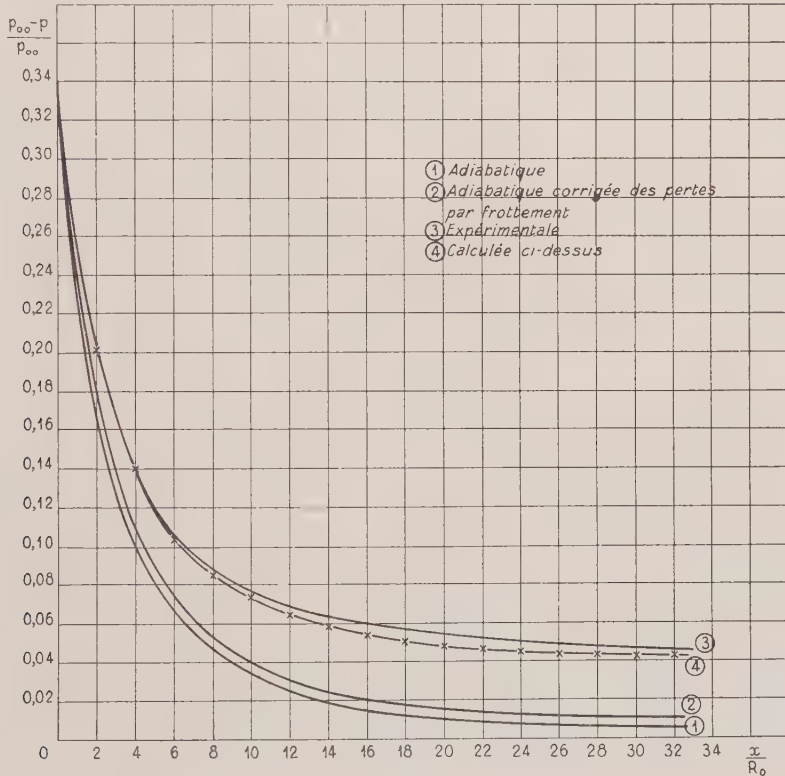


Fig. 75

aussi directe. Le point au centre de la veine (où la vitesse est $V_{\max}$) a alors une pression d'arrêt inférieure à p_{00} de $\Delta'p$, la pression statique est égale à $p_{00} - \Delta'p - \frac{\rho}{2} V_{\max}^2$ pour la section considérée; le calcul consistera donc à calculer séparément $\frac{\rho}{2} V_{\max}^2$

et $\Delta' p : \frac{\rho}{2} V_{\max}^2$ se déduit immédiatement de U (donné par la loi adiabatique) et du rapport $\frac{V_{\max}}{U}$. Pour calculer $\Delta' p$, revenons à la formule de définition :

$$\chi = \frac{\iint_{S_0} \left(p_0 + \frac{\rho_0}{2} V_0^2 \right) V_0 dS_0 - \iint_S \left(p + \frac{\rho}{2} V^2 \right) V dS}{\iint_{S_0} \frac{\rho_0}{2} V_0^3 dS_0},$$

ce qui peut s'écrire ici :

$$\chi = \frac{\Phi}{\sigma^2} + \chi',$$

$\frac{\Phi}{\sigma^2}$ représentant les pertes comprises, sur le graphique des pressions (*fig. 74*), entre la cote maximum (point central à vitesse maximum) et la cote de pression statique (Φ étant pris avec $\frac{\delta}{R} = 1$); c'est la valeur de χ calculée comme jusqu'au point de jonction des couches limites. χ' représente la perte correspondant à la différence de pression totale $\Delta' p$ s'étendant sur toute la section, donc :

$$\chi' = \frac{\iint_S \Delta' p V dS}{\iint_{S_0} \frac{\rho_0}{2} V_0^3 dS_0},$$

soit, avec les approximations habituelles, et en introduisant le débit $Q = \iint_S V dS$:

$$\chi' = \frac{\Delta' p}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2};$$

on trouvera χ' en faisant la différence $\chi - \frac{\Phi}{\sigma^2}$. Connaissant $\Delta' p$, on pourra obtenir $p_{00} - p$, d'où la courbe des pressions statiques.

Le graphique de la *figure 75* montre, par rapport aux courbes adiabatique et expérimentale, la courbe que nous venons de calculer. Elle présente une approximation très supérieure à celle obtenue par le calcul du frottement et ceci, malgré des conditions d'application assez délicates : les λ n'avaient été calculés que pour des valeurs de σ inférieures à 4 et nous les avons utilisés ici jusqu'à $\sigma = 9$; nous avons dû calculer une valeur de K (importante surtout pour la zone à grande vitesse du diffuseur) alors qu'il nous avait été impossible de réaliser d'expériences dans ce cas, vu l'échelle des maquettes utilisées; enfin et surtout, nous n'avons jamais tenu compte explicitement des phénomènes de décollements : c'est d'ailleurs certainement cela, et tout d'abord l'affaïssement de la courbe de vitesse dans la couche limite, que nous avons plusieurs fois signalé, qui est responsable de la petite différence entre la courbe que nous venons de calculer et la courbe expérimentale.

UTILISATION DE COLS SONIQUES DANS LES SOUFFLERIES A GRANDES VITESSES INFRASONIQUES

Afin d'obtenir de grandes vitesses infrasoniques dans la veine d'une soufflerie, il est pratique d'installer, à la sortie de celle-ci, un étranglement en aval de la chambre d'expériences. En effet, le théorème d'Hugoniot nous indique que, dès que la pression motrice est suffisante, cette zone étranglée sera parcourue par le fluide à la vitesse du son; expérimentalement il s'ensuit une parfaite constance du débit de la soufflerie et, par suite, de la vitesse en amont, dans la zone où doivent être effectuées les mesures.

Les cols soniques que nous avons utilisés ont été décrits au chapitre 2,2. Après quelques essais qualitatifs nous avons constaté que la meilleure forme à leur donner consistait en une convergence assez rapide suivie d'une divergence lente; le profil de ces cols présente l'allure générale suivante (*fig. 76*).

Ils sont caractérisés par leur diamètre minimum $\varnothing$. Afin de contrôler avec quelle précision les calculs déjà effectués [en particulier la relation $\sigma = f(\pi)$] pouvaient s'appliquer, nous avons utilisé quatre cols soniques successifs :

$$\varnothing \quad 1) \quad 39,75; \quad 2) \quad 39,15; \quad 3) \quad 38,80; \quad 4) \quad 38,00.$$

L'expérience qui consiste à mesurer la valeur maximum de $p_{00} - p$ a donné :

$$\frac{p_{00} - p}{p_{00}} \quad 0,390, \quad 0,335, \quad 0,310, \quad 0,264,$$

ce qui, d'après l'équation $\sigma = f(\pi)$ établie avec l'hypothèse d'un écoulement adiabatique, correspond à des valeurs de σ de :

$$\sigma \quad 1,015, \quad 1,0442, \quad 1,0637, \quad 1,113,$$

au lieu des valeurs données par la mesure du diamètre du col :

$$1,0126, \quad 1,042, \quad 1,061, \quad 1,106.$$

Des valeurs de σ que nous a donné la mesure des pressions, nous pouvons déduire $\varnothing_p$, ce qui nous donnera une idée de la précision de ces mesures; nous avons ainsi :

$$\varnothing_p \quad 39,73, \quad 39,155, \quad 38,784, \quad 37,916.$$

Les différences entre $\varnothing_p$ et $\varnothing$ sont, pour les trois premiers cols, de l'ordre du 1/100 de mm; pour le quatrième, inférieure à 1/10 de mm; elles sont de l'ordre de grandeur de la précision avec laquelle ont été construits ces cols.

En conséquence, nous pouvons affirmer que, pour avoir une vitesse donnée (inférieure à la vitesse du son), et de façon parfaitement stable, dans une veine, il suffit de calculer un col sonique par les méthodes habituelles, le nombre de Mach (ou la valeur de $\frac{P_{00} - P}{P_{00}}$) désiré et celui qu'on obtiendra ainsi étant pratiquement identiques; avec les expériences précédentes on a, en effet :

M prévu :	0,877,	0,792,	0,753,	0,690;
M obtenu :	0,871,	0,787,	0,748,	0,677.

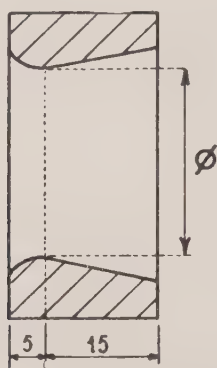


Fig. 76

4,2 ÉCOULEMENT DANS UN TUYAU CYLINDRIQUE EN RÉGIME TURBULENT ÉVOLUTIF

Dans nos précédents travaux nous avons dû bien souvent comparer nos résultats, pour les diffuseurs, à ceux obtenus pour les tuyaux cylindriques. Nos connaissances sur l'écoulement dans les conduites sont dues essentiellement aux travaux de PRANDTL, BLASIUS, KARMAN et NIKURADSE. Or, les résultats de ces expériences qui, rappelons-le, ont toujours été réalisées en régime établi (profil des vitesses invariable d'une section à l'autre), sont bien souvent appliquées, et en particulier dans le calcul des souffleries, alors que l'écoulement est en régime évolutif; c'est pourquoi nous allons chercher si leur application à l'établissement du régime est légitime.

Tout d'abord, résumons les principaux résultats relatifs à l'écoulement en régime établi (1) :

— loi de Blasius : la perte de charge pour l'écoulement turbulent est une fonction du nombre de Reynolds :

$$\lambda = 0,3164 R^{-\frac{1}{4}},$$

(1) D'après BAKHMÉTEFF (op. cit.).

avec $R = U \frac{d}{\nu}$. Pour les grands nombres de Reynolds ($R > 10^5$) on peut avoir une meilleure approximation en prenant la formule de Nikuradse :

$$\lambda = 0,0032 + 0,221 R^{-0,237};$$

— la mécanique de l'écoulement turbulent repose sur la notion de longueur de mélange introduite par PRANDTL : considérons une courbe de vitesse $V = f(y)$, $O - O$ étant un plan parallèle à la direction du mouvement d'ensemble (fig. 77) :

« On peut concevoir la longueur de mélange l comme étant la distance de $O - O$ à un autre plan $b - b$ tel qu'une particule, soumise à l'impulsion transversale partant de ce plan b , puisse atteindre la couche $O - O$ et participer ensuite au mouvement de celle-ci. » Il est évident que l'on peut écrire :

$$u' = l \frac{dV}{dy}.$$

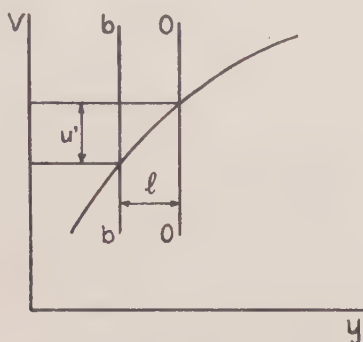


Fig. 77

Si l'on admet que les composantes axiale u' et transversale v' de l'agitation de turbulence sont statistiquement du même ordre de grandeur, la valeur moyenne du produit $u' \cdot v'$ reste constante ainsi, par conséquent, que la moyenne dans le temps des tensions tangentielles $\tau = \rho \cdot u' \cdot v'$. Nous pouvons donc écrire la tension tangentielle sous la forme :

$$\tau = \rho \cdot u' \cdot v' = \rho l^2 \left(\frac{dV}{dy} \right)^2;$$

c'est l'équation de Prandtl.

Cette équation et l'hypothèse de la distribution linéaire des tensions :

$$\tau = \tau_0 \left(1 - \frac{y}{R} \right),$$

τ étant la tension à la paroi, conduisent à la relation :

$$l \frac{dV}{dy} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{y}{R}},$$

qui permet, à l'aide des résultats expérimentaux, de tracer les courbes $\frac{l}{R}$ en fonction de $\frac{y}{R}$. NIKURADSE a ainsi montré que, pour des nombres de Reynolds suffisamment grands et indépendamment de la rugosité de la paroi, la courbe $\frac{l}{R} = f\left(\frac{y}{R}\right)$ est unique, sa pente à l'origine étant $k = 0,40$ ($l = 0,40 y$);

— KARMAN a déduit de ceci la loi de vitesse déficitaire que le calcul complet présente sous la forme :

$$\frac{V_{\max} - V}{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}} = -\frac{1}{k} \left[\text{Log} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{y}{R}} \right) + \sqrt{1 - \frac{y}{R}} \right] \quad (k = 0,40).$$

Un calcul très schématique peut être fait de la façon suivante : au voisinage de la paroi on a $l = ky$ et $\tau \cong \tau_0$, donc :

$$\tau_0 = \rho l^2 \left(\frac{dV}{dy} \right)^2 = \rho k^2 y^2 \left(\frac{dV}{dy} \right)^2,$$

soit :

$$\frac{dV}{dy} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{1}{ky},$$

d'où, par intégration :

$$V = \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{k} \text{Log } y + \text{Cte};$$

en faisant $V = V_{\max}$ pour $y = R$, on a :

$$\frac{V_{\max} - V}{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}} = \frac{1}{k} \text{Log } \frac{R}{y}.$$

Cette forme plus simple s'accorde très bien avec les expériences de NIKURADSE; en prenant $k = 0,40$ et en passant aux logarithmes décimaux, elle s'écrit :

$$\frac{V_{\max} - V}{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}} = 5,75 \log \frac{R}{y}.$$

Nous avons montré (chap. 3,2) que cette équation peut s'écrire :

$$\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \frac{y}{R},$$

avec :

$$K = 5,75 \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \frac{U}{V_{\max}},$$

soit, en explicitant λ d'après la loi de Blasius :

$$K = 1,142 \frac{U}{V_{\max}} R^{-\frac{1}{8}};$$

— relation entre λ et K ; les formules ci-dessus font dépendre K de λ :

$$K = 5,75 \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \frac{U}{V_{\max}}.$$

En ce qui concerne l'application au régime évolutif, nous cherchons à savoir si, comme l'indiquent les équations ci-dessus, la loi de longueur de mélange étant fixe, ainsi que λ , K est fonction de $\frac{U}{V_{\max}}$ ou si, comme nous l'avons vu dans les diffuseurs, K est constant et, par suite, λ doit être fonction de $\frac{U}{V_{\max}}$.

Nos expériences se séparent en deux groupes :

1^o étude à faible vitesse dans un tuyau de dimensions suffisantes pour permettre la recherche de l'évolution du profil des vitesses;

2^o étude dans un tuyau de faible section (40 mm de diamètre) pour essayer de voir l'influence de la compressibilité jusqu'aux vitesses immédiatement inférieures à celle du son.

I. — EXPÉRIENCES A FAIBLE VITESSE

1. — Dispositif expérimental.

Nous avons repris le matériel déjà utilisé (chap. 3,2) pour l'étude du diffuseur de 7^o sur l'aspirateur Sturtevant. Entre le collecteur et le diffuseur, à la place de la veine cylindrique de $\varnothing = 120$, nous avons installé un tuyau de 4 m de long et de 113 mm de diamètre intérieur relié, par des anneaux en bois tourné, aux sections de 120 du collecteur et du diffuseur, de façon à ne pas présenter de discontinuité. Ce tuyau est en acier étiré. Nous l'avons fait nettoyer du mieux possible de manière à atténuer sa rugosité. De toute façon on ne peut le considérer comme poli : nous dirons qu'il présente une rugosité de type industriel; ceci ne doit pas avoir une grande importance d'ailleurs car, aux nombres de Reynolds de fonctionnement (de l'ordre de 300 000), l'influence d'une telle rugosité doit être faible par rapport à celle du nombre de Reynolds. De plus, nous ne cherchons pas à retrouver les résultats de Blasius mais à voir les variations des divers paramètres pendant l'établissement du régime par rapport à leur valeur en régime établi.

Nous avons percé tous les 10 cm un trou dans la paroi, de façon à pouvoir introduire les instruments de mesure; ces trous sont taraudés et bouchés quand ils ne servent pas par des boulons de 6 coupés de façon à affleurer exactement à l'intérieur du tuyau.

2. — Les instruments de mesure.

Nous introduisons successivement, par ces trous, une prise statique ou une prise totale (celle utilisée déjà pour les diffuseurs). Afin que la présence des trous bouchés en amont de la section de mesure n'ait pas d'influence sur les mesures (au cas où l'extrémité des boulons créerait des aspérités de la surface), nous avons effectué celles-ci, en ce qui concerne les répartitions de vitesse, sur le rayon opposé au trou d'introduction.

3. — Expériences et résultats.

Nos premières expériences ont montré qu'il existait un vrillage de l'écoulement; aussi avons-nous dû recommencer en mettant cette fois, devant le collecteur, une chambre

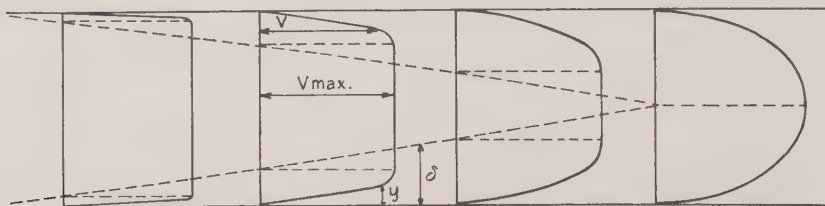


Fig. 78

de tranquillisation et un filtre. Les expériences ont été effectuées avec $U = 36,2$ m/s, soit $R = 285\,000$ (a. 196 à 201).

a) Loi d'épaississement des couches limites.

Procédant de la même manière que pour les diffuseurs nous avons trouvé, en chaque section de mesures, une couche limite pour laquelle il est facile de déterminer l'épaisseur et le profil des vitesses. La courbe d'épaississement est donnée sous la forme $\frac{\delta}{R} = f\left(\frac{x}{R}\right)$. Cette courbe ne passe pas par l'origine : au début du tuyau il existe déjà une couche limite due à l'écoulement en amont. La détermination expérimentale des premiers points est d'ailleurs difficile et peu précise, étant donné la faible épaisseur de la couche, d'une part, et son profil de vitesse très plat, d'autre part, comme nous allons le voir par la suite.

b) Profil des vitesses.

La courbe des vitesses (fig. 78) en une section située dans la zone de régime évolutif présente une partie plate à vitesse constante $V_{\max}$, et deux couches limites. Pour étudier le profil dans la couche limite nous nous ramenons, comme précédemment, aux nombres sans dimensions $\frac{V}{V_{\max}}$ et $\frac{y}{\delta}$.

On constate, tout d'abord, qu'il n'est pas possible de ramener à une courbe unique les courbes de vitesse obtenues pour les diverses valeurs de $\frac{x}{R}$, ensuite que les diverses courbes peuvent, suivant la loi de Karman et le processus indiqué plus haut, être représentées par une équation de la forme $\frac{V}{V_{\max}} = 1 + K \log \frac{y}{\delta}$, enfin que, sur le

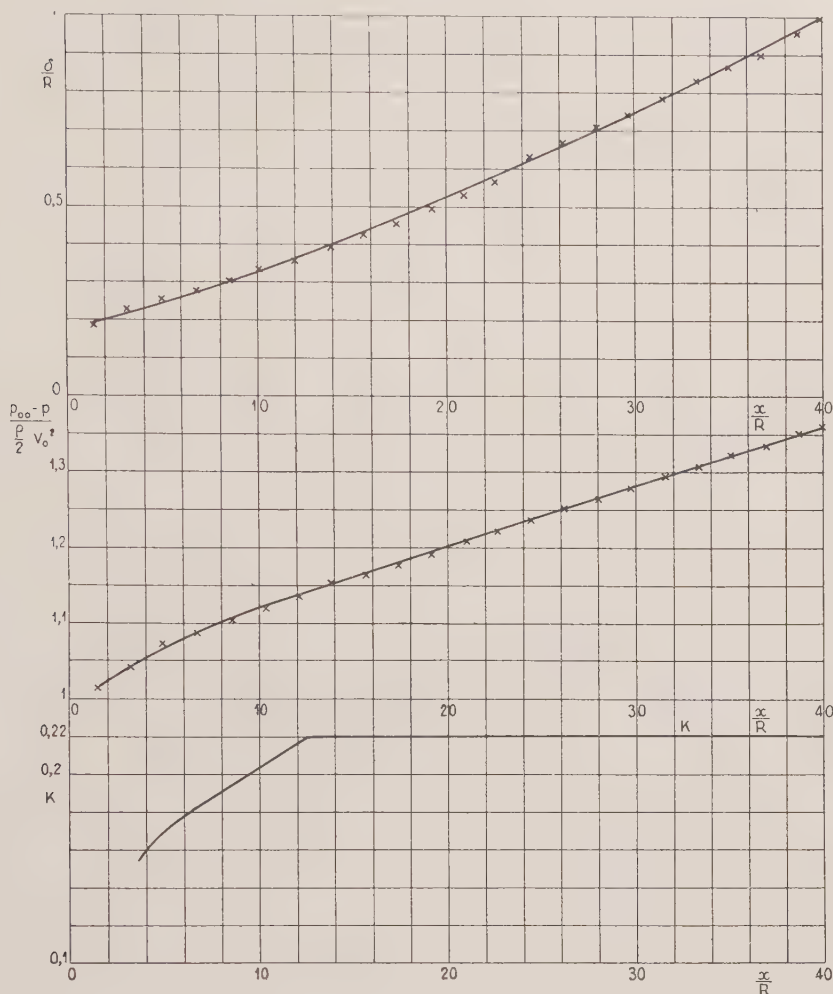


Fig. 79

graphique, les courbes successives sont de plus en plus basses, ce qui correspond à des valeurs croissantes du coefficient K , la valeur trouvée à partir de $\frac{x}{R} = 13,8$ se maintenant sensiblement dans toute la partie aval de l'écoulement. La jonction des couches limites se fait relativement tôt (20 diamètres); ceci est dû vraisemblablement, au moins en partie, à la rugosité du tuyau. Les graphiques de la *figure 79* représentent :

— la loi d'épaississement des couches limites $\frac{\delta}{R} = f\left(\frac{x}{R}\right)$;

— la courbe d'évolution de la pression statique le long de l'axe :

$$\frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} V_0^2},$$

qui, dans toute cette zone de régime évolutif, est aussi la courbe $\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2 = f\left(\frac{x}{R}\right)$;

— la courbe d'évolution du coefficient K déduite des mesures transversales dans la couche limite.

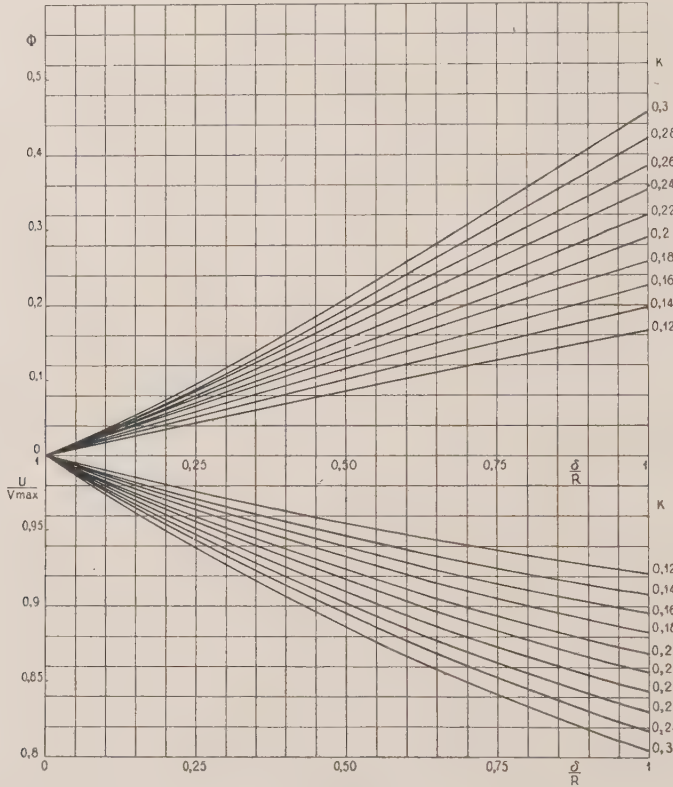


Fig. 80

La courbe $\frac{\delta}{R} = f\left(\frac{x}{R}\right)$ a été obtenue de deux manières : tout d'abord directement, à partir des expériences, puis en utilisant les deux courbes suivantes :

$$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2 = f\left(\frac{x}{R}\right) \quad \text{et} \quad K = f\left(\frac{x}{R}\right);$$

comme nous l'avons démontré au sujet des diffuseurs, $\frac{U}{V_{\max}}$ est une fonction de $\frac{\delta}{R}$ et de K ($K' = 0,4343 K$) (a. 202) :

$$\frac{U}{V_{\max}} = \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2 + \frac{\delta}{R} \left[2(1 - K') + \frac{\delta}{R} \left(\frac{K'}{2} - 1\right) \right].$$

Les courbes que nous avons tracées pour des valeurs de K comprises entre 0,12 et 0,30 sont reproduites sur la *figure 80*. Nous avons pu ainsi, connaissant $\frac{V_{\max}}{U}$ et K , retrouver $\frac{\delta}{R}$. Les deux courbes étant confondues nous pouvons en conclure que l'interpolation faite en remplaçant les courbes expérimentales de vitesse par des courbes logarithmiques compense bien les résultats et, en particulier, n'introduit pas d'erreur en ce qui concerne la mesure du débit (la relation

$$\frac{U}{V_{\max}} = f\left(K, \frac{\delta}{R}\right)$$

étant déduite de la loi de conservation du débit).

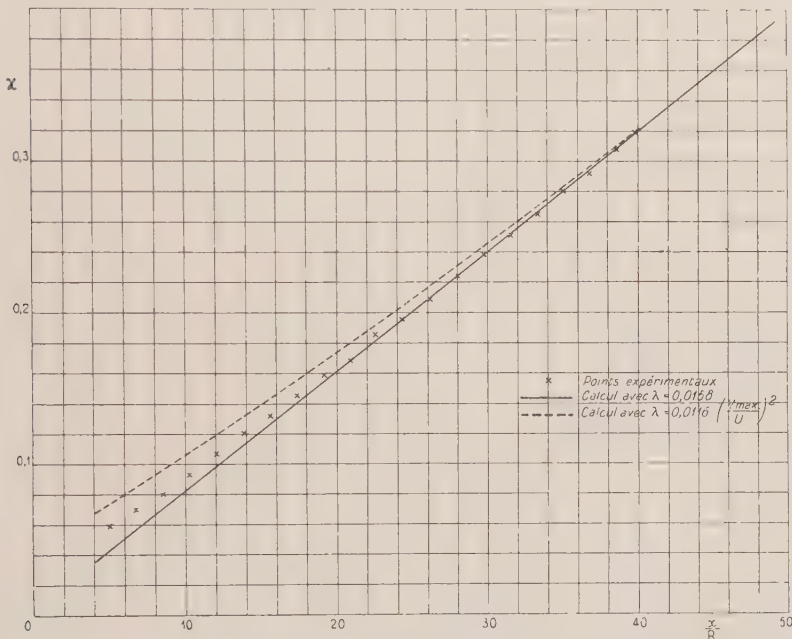


Fig. 81

c) Pertes de charge.

Nous avons démontré au chapitre 3,2 que, quand $R = R_0$:

$$\chi = \Phi = \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^3 0,8686 K \frac{\delta}{R} \left[\zeta + \frac{\delta}{R} \xi\right].$$

On trouvera les courbes $\Phi = f\left(\frac{\delta}{R}\right)$ pour K variant de 0,12 à 0,30 sur la *figure 80*.

La *figure 81* porte les résultats $\chi = f\left(\frac{x}{R}\right)$ déduits de l'expérience ci-dessus. Ces résultats ont été obtenus, comme précédemment, en substituant aux courbes expérimentales des courbes logarithmiques. Nous venons de démontrer que ceci n'introduisait pas d'erreur sensible en ce qui concerne le débit. Nous allons chercher l'ordre de grandeur

de l'erreur qui peut se produire sur les pertes de charge; la *figure 82* porte les deux courbes de vitesse : en trait plein, la moyenne des résultats expérimentaux, en pointillé, la courbe $\frac{V}{V_{\max}} = 1 + 0,22 \log \frac{y}{\delta}$; pour $\frac{\delta}{R} = 1$ le calcul, à partir de la loi logarithmique, donne $\chi = 0,319$; par intégration graphique, à partir de la courbe expérimentale, on trouve $\chi = 0,322$. L'erreur relative de 1 % est ici tout à fait négligeable : elle est de l'ordre de grandeur de celle commise dans l'intégration graphique (a. 203).

A partir de $\frac{x}{R} = 39,8$, les couches limites se rejoignent, le régime est établi, K reste égal à 0,22; on peut alors calculer λ :

$$\lambda = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} U^2} \frac{D}{\Delta x}.$$

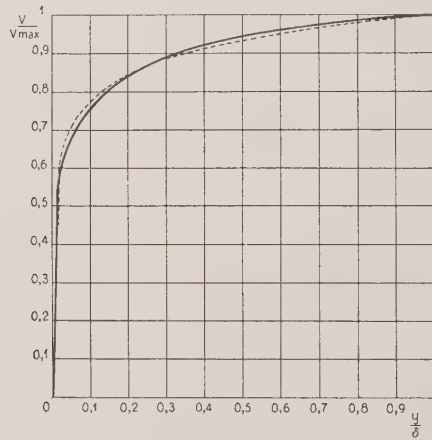


Fig. 82

Dans cette zone le gradient de pression est constant : nous avons pris $\Delta x = 1,50$ m et avons trouvé $\lambda = 0,0158$. A partir du point $\frac{x}{R} = 39,8$, $\chi = 0,319$ nous avons tracé, en trait plein, la droite $\chi = f\left(\frac{x}{R}\right)$, avec cette valeur de λ et la relation $\Delta \chi = \frac{\Delta x \lambda}{R 2}$; en pointillé, la courbe de χ (à partir du même point $\frac{x}{R} = 39,8$) en attribuant à λ une variation en fonction de $\frac{V_{\max}}{U}$:

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{V_{\max}}{U} \right)^2.$$

On a donc ici :

$$\lambda = 0,0158 \quad \text{pour} \quad K = 0,22,$$

soit :

$$\frac{V_{\max}}{U} = \frac{1}{1 - 0,65 \times 0,22} = \frac{1}{0,857},$$

d'où :

$$\lambda_0 = 0,0155 (0,857)^2 = 0,0116.$$

La courbe $\lambda = \text{Cte}$ est plus proche que cette dernière de la courbe expérimentale mais elle en diffère aussi quelque peu; comme l'ont déjà remarqué d'autres auteurs le frottement, pour les premières valeurs de $\frac{x}{l}$, est légèrement inférieur au frottement en régime établi. Cependant, la loi de variation de λ en fonction de $V_{\max}$, que nous avons dû utiliser pour les diffuseurs, ne se justifie pas ici. Nous en concluons que, malgré une petite divergence, il est légitime de calculer les pertes de charge dans un écoulement en régime évolutif en prenant la même valeur de λ que pour le régime établi correspondant. D'autre part, en dehors d'une zone de transition dans laquelle le coefficient K évolue de sa valeur pour l'écoulement en amont (ici, dans la chambre de tranquillisation et le collecteur), celui-ci prend une valeur constante qu'il garde tant dans la zone d'établissement du régime que dans la zone de régime établi.

La loi de Blasius aurait donné ici, pour $R = 285\,000$, $0,0137$; le nombre plus grand que nous avons trouvé est dû, au moins en partie, à la rugosité de la paroi.

Si nous utilisons la relation :

$$K = 5,75 \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \frac{U}{V_{\max}}$$

au calcul de K en régime établi d'après le λ expérimental, il vient :

$$K = 5,75 \sqrt{\frac{0,0158}{8}} 0,857 = 0,217,$$

alors que l'expérience a donné $0,22$, ce qui constitue une excellente vérification.

d) *Évolution de la pression statique.*

On constate, lorsqu'on considère des courbes de pression statique le long des tuyaux, que le gradient est sensiblement constant et que le passage du régime évolutif au régime établi se fait sans aucune singularité sur cette courbe. Comme nous venons de le voir, λ est aussi constant; on en déduit qu'il serait beaucoup plus facile de calculer directement λ dans le régime évolutif comme en régime établi, ce qui éviterait tous les calculs intermédiaires que nous avons dû faire jusqu'à présent, en introduisant seulement un coefficient correctif fonction de $\frac{x}{R}$ et de K . Pour justifier cette hypothèse nous avons calculé l'évolution de la pression statique dans un tuyau, dans les deux cas suivants :

a) calcul complet (cf. ci-dessus) en tenant compte des couches limites, λ et K étant déduits du nombre de Reynolds par les formules de Blasius et de Karman;

b) calcul simplifié en admettant que la perte de charge se répartit uniformément sur toute la section, ce qui permet d'appliquer la formule (qui définit λ en régime établi) :

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{\lambda}{2R} \frac{\rho}{2} U^2;$$

$\frac{\Delta p}{\Delta x}$ étant ainsi constant, les courbes de pression statique qui en sont déduites sont des droites de pente $\frac{\lambda}{2}$.

Les calculs ont été faits sous les deux formes pour des valeurs de K de :

0,12, 0,16, 0,20, 0,24, 0,28,

et des valeurs correspondantes de λ :

0,00348, 0,00620, 0,00968, 0,01395, 0,01895,

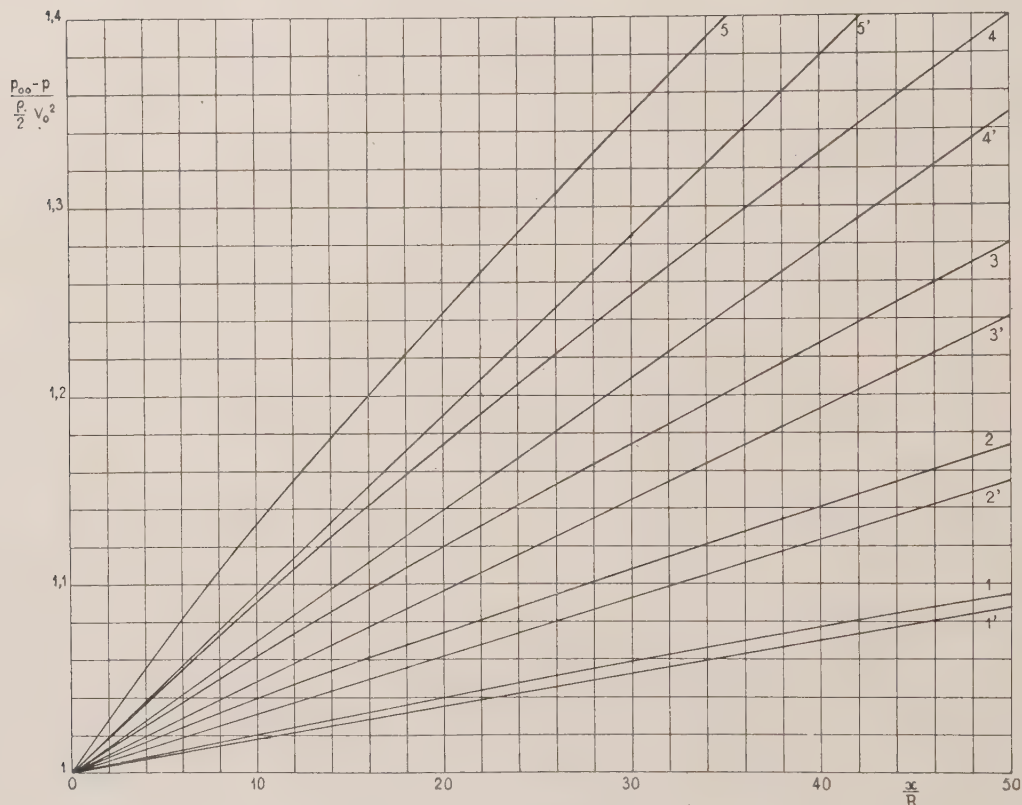


Fig. 83

ce qui, si les expériences sont faites dans des tuyaux polis, se rapporte à des nombres de Reynolds successifs :

$6,9 \cdot 10^7$, $6,81 \cdot 10^6$, $1,15 \cdot 10^6$, $2,64 \cdot 10^5$, $7,84 \cdot 10^4$.

Sur la *figure 83*, les courbes 1, 2, 3, 4 et 5 dans l'ordre croissant de K (ou de λ) correspondent au calcul complet, 1', 2', 3', 4' et 5' au calcul simplifié (a. 204).

Ces courbes peuvent servir à prévoir le gradient de pression statique dans un tuyau (ou une veine cylindrique), étant donné le nombre de Reynolds de fonctionnement. Inversement, si l'on connaît la courbe de pression statique, on peut en déduire la valeur

de λ ; il faut toutefois se méfier que, pour une veine relativement courte, le gradient de pression statique peut n'être pas dû seulement au frottement mais provenir d'autres circonstances, en particulier de l'effet collecteur qui se prolonge au delà du collecteur géométrique.

On remarquera que le gradient de pression est, au début du tuyau, plus fort que si les pertes de charge se répartissaient uniformément sur toute la section, mais dans tous les cas, après, au maximum, dix diamètres d'écoulement, le gradient devient égal à ce qu'il serait en régime établi.

II. — EXPÉRIENCES A GRANDE VITESSE

1. — Dispositif expérimental.

Nous nous sommes servis ici du compresseur Brown-Bovery (cf. chap. 3,2). Entre la veine cylindrique et le diffuseur (nous avons utilisé le premier $8^\circ/30^\circ$) nous avons

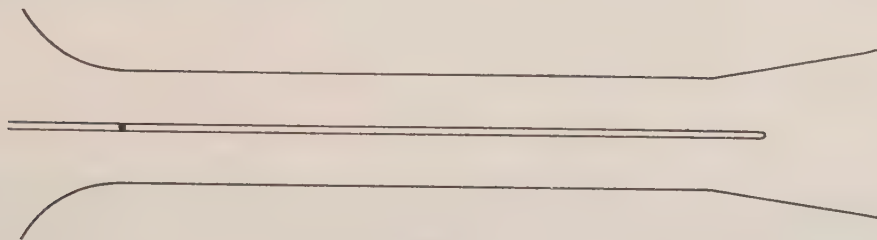


Fig. 84

installé un tuyau cylindrique de 40 mm de diamètre intérieur et de 260 mm de long réalisé avec beaucoup de soin par M. JAGUES, qui avait déjà tourné toutes les maquettes de diffuseurs que nous avons expérimentés (voir *fig. 85* et *86*). Nous disposons donc de 88 mm [veine cylindrique] + 260 mm (tuyau), soit 348 mm ou 8,7 diamètres de tuyau à section constante et d'un très bon poli.

Les mesures de pression statique ont été faites à l'aide d'une sonde axiale (*fig. 84*) longue, portant deux trous de prise de pression en son milieu. Cette précaution a pour objet d'éliminer toute erreur due à l'obstruction de la veine qui se produirait, surtout à grande vitesse, si une partie des mesures étaient faites sans que la sonde traverse le plan de jonction tuyau-diffuseur, plan où se situe très approximativement la surface $M = 1$ et l'autre partie avec la sonde traversant ce plan, ce qui correspondrait à un débit limite plus faible, dans ce dernier cas, que dans le précédent.

Nous avons vérifié, en faisant mettre des prises à la paroi (cf. *fig.*) après avoir effectué les mesures essentielles, de façon que la discontinuité créée par les trous de prise de pression ne vienne pas troubler les résultats, que les mesures, à partir de la sonde axiale ou à partir des prises en paroi, sont identiques.

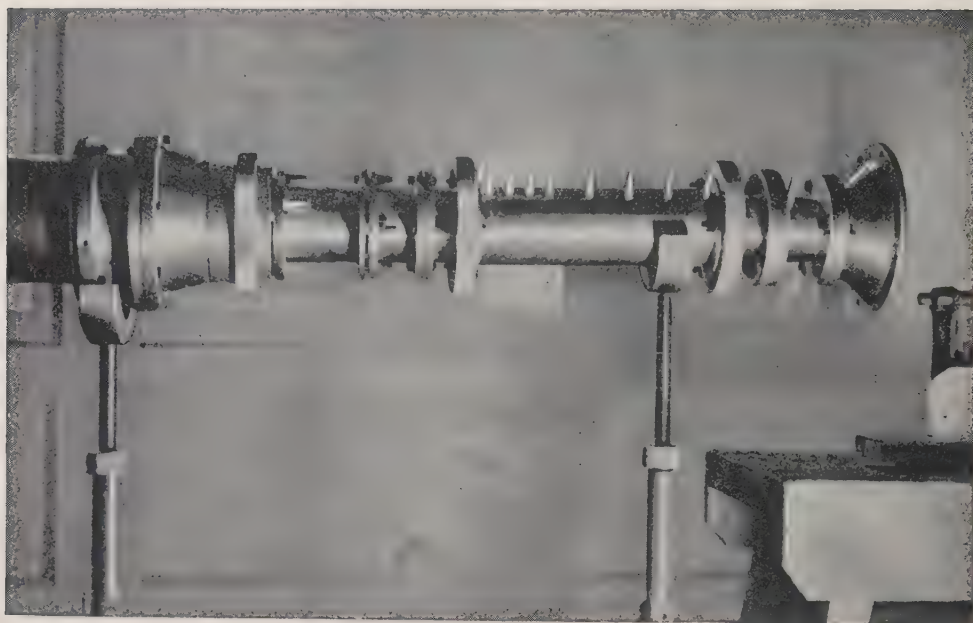


Fig. 85. — Tuyau cylindrique monté sur la soufflerie
Les prises de pression sont bouchées lorsqu'elles sont inutilisées au cours des expériences

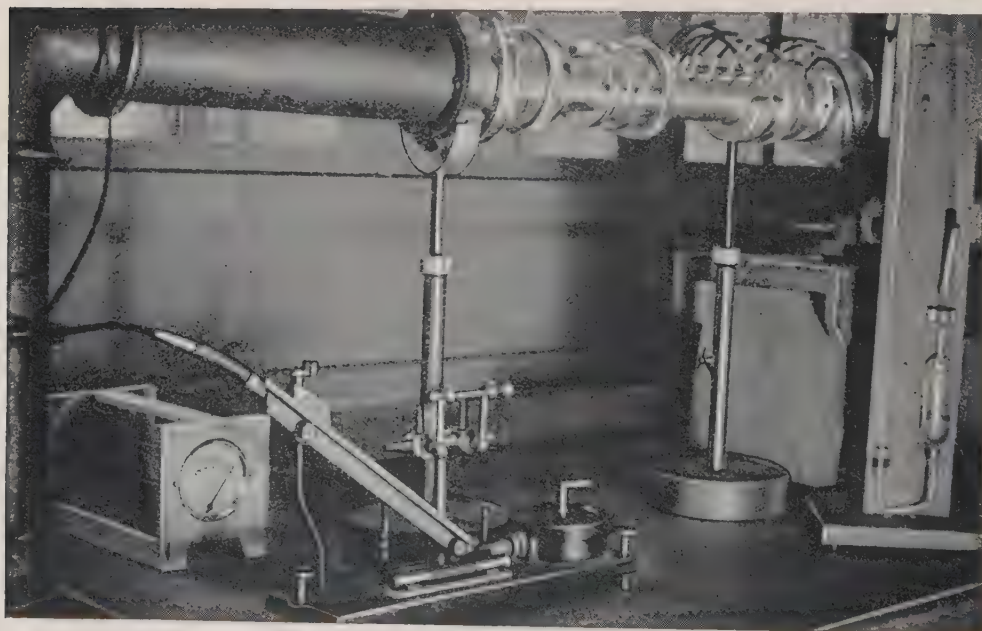


Fig. 86. — Vue d'ensemble avec les manomètres à mercure ayant servi aux mesures

2. — Résultats expérimentaux et discussion.

Les résultats se présentent sous la forme des courbes de pression statique en fonction de l'abscisse (fig. 87). Nous avons gardé $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$ en ordonnées car il n'y a pas d'intérêt à reprendre $\frac{p_{00} - p}{\frac{\rho}{2} U^2}$ par suite de la compressibilité du fluide ($\frac{\rho}{2} U^2$ évolue le long du tuyau).

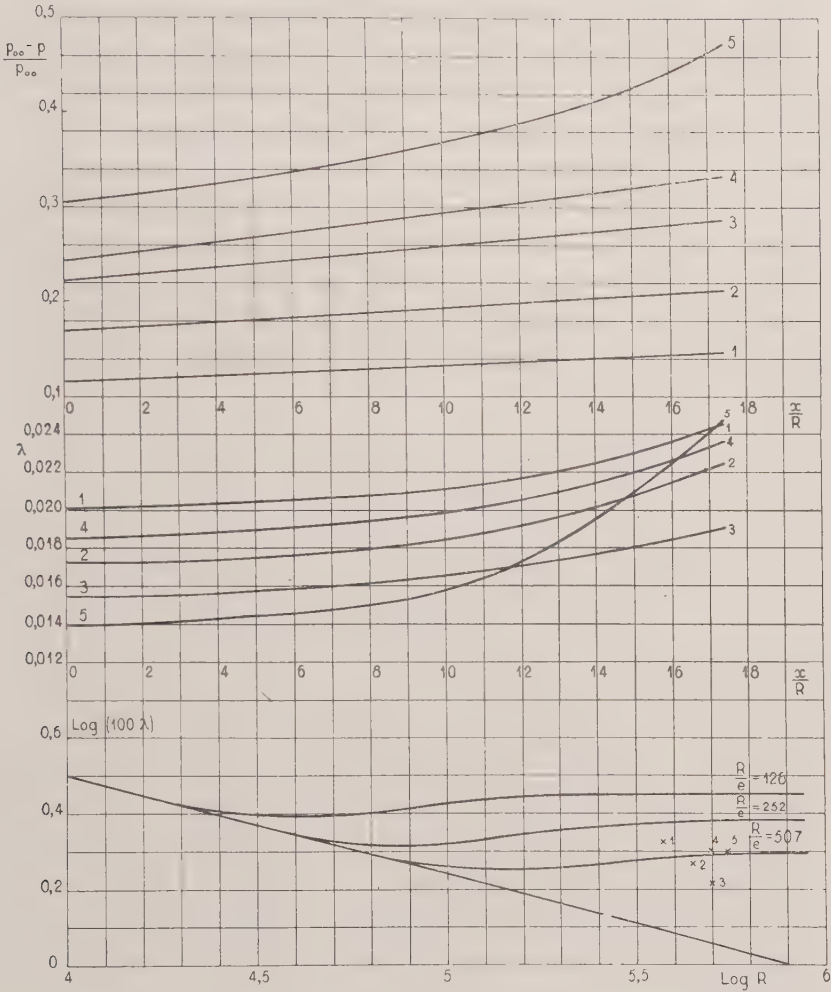


Fig. 87

Pour passer des pressions statiques au coefficient λ , et pour rester dans la ligne de ce que nous avons développé en fluide incompressible, nous allons faire un calcul reposant sur les deux hypothèses suivantes :

a) la valeur de K sera fixée en fonction de R_0 à l'aide des lois de Blasius et de Karman;

b) nous calculerons la perte de charge en une section donnée en admettant que la valeur de Φ (d'après la définition précédente) est celle de χ correspondant à la valeur locale de $\frac{\rho}{2} U^2$.

Développons ces hypothèses :

a) *Calcul de K.* — Nous avons établi plus haut :

$$K = 1,142 \frac{U}{V_{\max}} R^{-\frac{1}{8}},$$

avec $\frac{U}{V_{\max}} = 1 - 0,65 K$; cette équation est très facile à résoudre (a. 205);

b) *Calcul de χ .* — A partir des pressions statiques, nous calculerons successivement, le long du tuyau, $V_{\max}$, ρ ou $\frac{\rho}{\rho_0}$ et U , puisque $\rho U = \text{Cte}$. Connaissant $\frac{U}{V_{\max}}$, les abaques $\frac{U}{V_{\max}}$ et $\Phi = f\left(\frac{\delta}{R}\right)$ permettent de passer à Φ ; nous avons alors, d'après notre deuxième hypothèse :

$$\chi = \Phi \frac{\frac{\rho}{2} U^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2} = \Phi \frac{\rho_0}{\rho},$$

l'indice $_0$ étant relatif à l'origine du tuyau. De la courbe $\chi = f\left(\frac{x}{R}\right)$ ainsi calculée, on peut aisément déduire la valeur de λ en chaque point, ou plus exactement pour chaque intervalle $\Delta \frac{x}{R}$. En effet, en tenant compte de la compressibilité :

$$\Delta \chi = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta x}{R} \frac{\frac{\rho}{2} U^2}{\frac{\rho_0}{2} V_0^2},$$

$$\Delta \chi = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta x}{R} \frac{\rho_0}{\rho};$$

nous avons ainsi obtenu les variations de λ le long de l'axe (*fig. 87*) (a. 205 à 210).

On peut trouver de même une valeur moyenne de λ pour chacune des expériences ci-dessus; en considérant le tuyau comme une série d'intervalles successifs, on a :

$$\chi = \Sigma \Delta \chi = \frac{\lambda}{2} \Sigma \left(\frac{\Delta x}{R} \frac{\rho_0}{\rho} \right);$$

avec des intervalles $\frac{\Delta x}{R}$ égaux, il vient :

$$\chi = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta x}{R} \Sigma \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right),$$

en prenant $\frac{p_0}{p}$ au milieu des intervalles considérés; on trouve ainsi, dans l'ordre des expériences :

1) 0,021; 2) 0,0182; 3) 0,0163; 4) 0,0199; 5) 0,016.

Nous avons représenté ces résultats (*fig. 87*) par rapport à la courbe de Blasius $\lambda = 0,3164 R^{-\frac{1}{4}}$ et à quelques courbes expérimentales de Nikuradse aux tuyaux rugueux.

De l'ensemble de ces courbes, on peut tirer les conclusions suivantes :

— le coefficient de frottement (ou λ) croît pendant le régime évolutif, fait analogue à celui constaté à basse vitesse (la croissance est ici aussi inférieure à celle que donnerait une valeur de λ constante, mais rapportée à $V_{\max}$); la croissance est plus grande au voisinage de $M = 1$ que dans les autres cas; nous craignons cependant que, dans ce cas, la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique, qui fait croître le gradient de pression, ait pu troubler les résultats : les expériences 4 et 5, en effet, ne sont pas tout à fait cohérentes avec les expériences 1, 2 et 3; or, elles n'ont pas été faites le même jour et la seule chose qui ait pu varier, sans que nous en ayons tenu compte, est l'état hygrométrique de l'air; il ne nous semble, par conséquent, possible de poursuivre de telles expériences avec une précision plus grande qu'en travaillant en air asséché, ou tout au moins dans des conditions telles qu'on soit sûr d'éliminer toute condensation;

— le 3^e graphique (*fig. 87*) montre, par rapport aux résultats de Nikuradse, que nos expériences correspondraient sensiblement à celles effectuées avec $\frac{R}{e} = 507$, e étant la hauteur des aspérités de la paroi. Or, ici, $R = 20$ mm : e serait donc de l'ordre de 4/100 de mm, ce qui devrait être nettement visible, alors que le tuyau paraît parfaitement poli.

En résumé, ces expériences ne font que de vérifier, dans des cas particuliers, les lois générales établies en fonction du seul nombre de Reynolds pour le frottement dans les tuyaux, les divergences, pour intéressantes qu'elles soient, n'étant pas de nature à modifier les calculs d'ingénieurs tels qu'ils ont été établis.

4,3 INFLUENCE DE L'HUMIDITÉ DE L'AIR SUR LES ÉCOULEMENTS A GRANDE VITESSE

Le fonctionnement d'une soufflerie à grande vitesse, voisine ou supérieure à la vitesse du son, est considéré comme défectueux par temps humide : les dépressions obtenues dans la veine d'expériences sont inférieures à celles que l'on observe habituellement, les pertes de charge de l'écoulement se trouvent sensiblement augmentées, et les essais que l'on peut faire ne donnent pas les mêmes résultats que les essais faits par temps sec.

Jusqu'à présent on n'a guère essayé d'étudier ce problème, car il est plus simple et plus sûr de l'éliminer. En effet, il suffit d'empêcher toute condensation pendant la

détente de l'air pour se ramener aux conditions théoriques permettant l'emploi des équations adiabatiques. On dispose, pour cela, de deux moyens :

— soit assécher l'air utilisé à l'aide de desséchants tels que carbagel, silicagel, etc., ce qui présente parfois de sérieuses difficultés;

— soit élever suffisamment la température initiale de telle sorte que la tension maximum de la vapeur d'eau, au point où la température est la plus basse, reste inférieure à la tension de la vapeur dans l'air utilisé. Cette élévation de température peut s'obtenir par simple chauffage, s'il s'agit d'une soufflerie par aspiration fonctionnant dans un hall; elle se produit automatiquement en faisant fonctionner un certain temps une soufflerie à circuit fermé ou même une soufflerie du type Eiffel fonctionnant dans un hall, à condition que les dimensions de celui-ci ne soient pas trop grandes : l'air est alors rejeté par le ventilateur à une température plus élevée qu'il n'a été aspiré. Nous pouvons citer, à ce sujet, nos expériences de l'Institut Aérotechnique de Saint-Cyr où la petite soufflerie sonique, utilisant un compresseur Brown-Bovery (la veine a un diamètre de 40 mm), élève la température du hall qui l'abrite (d'un volume d'environ 40 m³) d'une dizaine de degrés après un quart d'heure de fonctionnement à vitesse sonique. Dans presque tous les cas habituels, cela suffit pour éliminer les effets fâcheux de l'humidité, et ainsi il est possible de faire des essais quel que soit le temps extérieur.

Pour une soufflerie dans laquelle se trouvent des maquettes, il est souhaitable d'éliminer toute condensation car elle peut s'accompagner de givrage (ce qui ne permet plus aucune mesure); il nous a paru cependant intéressant d'étudier l'influence de la condensation sur l'écoulement à grande vitesse dans les tuyères.

Nous étudierons d'abord la détente en admettant que la tension de vapeur d'eau est toujours inférieure ou au plus égale à la tension de vapeur saturante, puis nous comparerons les résultats ainsi obtenus par le calcul aux résultats expérimentaux.

I. — LA NOTION D'HUMIDITÉ RELATIVE ET SA MESURE

Par définition on appelle humidité relative ou état hygrométrique de l'air le rapport :

$$e = \frac{\text{pression de la vapeur d'eau dans l'air}}{\text{pression de la vapeur saturante à la même température}}.$$

La détermination expérimentale de e se fait à l'aide d'un hygromètre ou d'un psychromètre. L'hygromètre d'Allvard et l'hygromètre de Crova permettent d'obtenir le point de rosée, c'est-à-dire la température θ à laquelle la vapeur d'eau de l'atmosphère serait saturante, t étant la température ambiante. En appelant p_h la tension de vapeur saturante, fonction de la température, on a :

$$e = \frac{p_{h(\theta)}}{p_{h(t)}}.$$

Le psychromètre est constitué par deux thermomètres : un sec, l'autre maintenu mouillé par une fine mousseline entourant son réservoir et plongeant dans un petit

réservoir d'eau. De la lecture des deux thermomètres on déduit e à l'aide d'un tableau établi par l'Office National Météorologique ou, à défaut, à l'aide des formules suivantes :

t étant la température du thermomètre sec;

t' étant la température du thermomètre mouillé;

θ défini précédemment;

p_{00} pression atmosphérique en mm de Hg;

$p_{h(\theta)} = p_{h(t')} - 0,0079 p_{00} (t - t')$ pour $t > 0^\circ$,

et :

$p_{h(\theta)} = p_{h(t')} - 0,0069 p_{00} (t - t')$ pour $t < 0^\circ$.

Enfin, les hygromètres à cheveux, utilisant la variation de longueur d'une mèche de cheveux quand l'humidité relative varie, sont des appareils pratiques grâce à leur lecture directe, mais il faut les vérifier assez souvent par comparaison avec un hygromètre ou un psychromètre.

II. — LA PRESSION DE VAPEUR D'EAU SATURANTE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE ⁽¹⁾

On peut représenter par une formule empirique, dont la forme se justifie théoriquement ⁽²⁾, la courbe de pression de vapeur saturante en fonction de la température :

$$\text{Log } p_h = \alpha - \frac{\beta}{T} - \gamma \text{ Log } T.$$

C'est la formule de Dupré. Dans la pratique, pour l'eau entre 0° et 200° , on obtient une représentation acceptable, donnant les valeurs p_h en atmosphères. En remplaçant les logarithmes népériens par les logarithmes décimaux, et en prenant $\alpha = 17,443$, $\beta = 2,795$, $\gamma = 3,868$ (formule de Joseph Bertrand) on a, avec p_h en kg/m² :

$$\log p_h = 21,457 - \frac{2795}{T} - 3,868 \log T,$$

et, avec p_h en mm de Hg :

$$\log p_h = 20,323 - \frac{2795}{T} - 3,868 \log T.$$

On trouve aussi, dans les manuels d'ingénieurs, des tableaux tels que celui reproduit page 127. Les valeurs de ce tableau ⁽³⁾ s'accordent bien avec celles déduites

(1) Voir BRUHAT, *Thermodynamique*, p. 280.

(2) Voir BRUHAT, *Thermodynamique*, p. 206.

(3) Extrait de *Aide-mémoire pratique de l'ingénieur*, Chauffage et Ventilation, par Ed. DENY, J. LAUBAT et C^{ie}, 15, boul. Saint-Martin, Paris, p. 50.

de la formule précédente. Nous en avons tiré les courbes de la *figure 88*. Pour certains cas il a été nécessaire de connaître les poids maxima de vapeur pour des températures inférieures à -25°C : nous nous sommes permis d'extrapoler la courbe (partie en pointillé). Cette opération ne présente pas ici beaucoup de risques d'erreurs car les poids de vapeur sont très faibles et si même nous avons admis que toute la vapeur était condensée au-dessous de -40° , par exemple, nous n'aurions pas commis une erreur considérable.

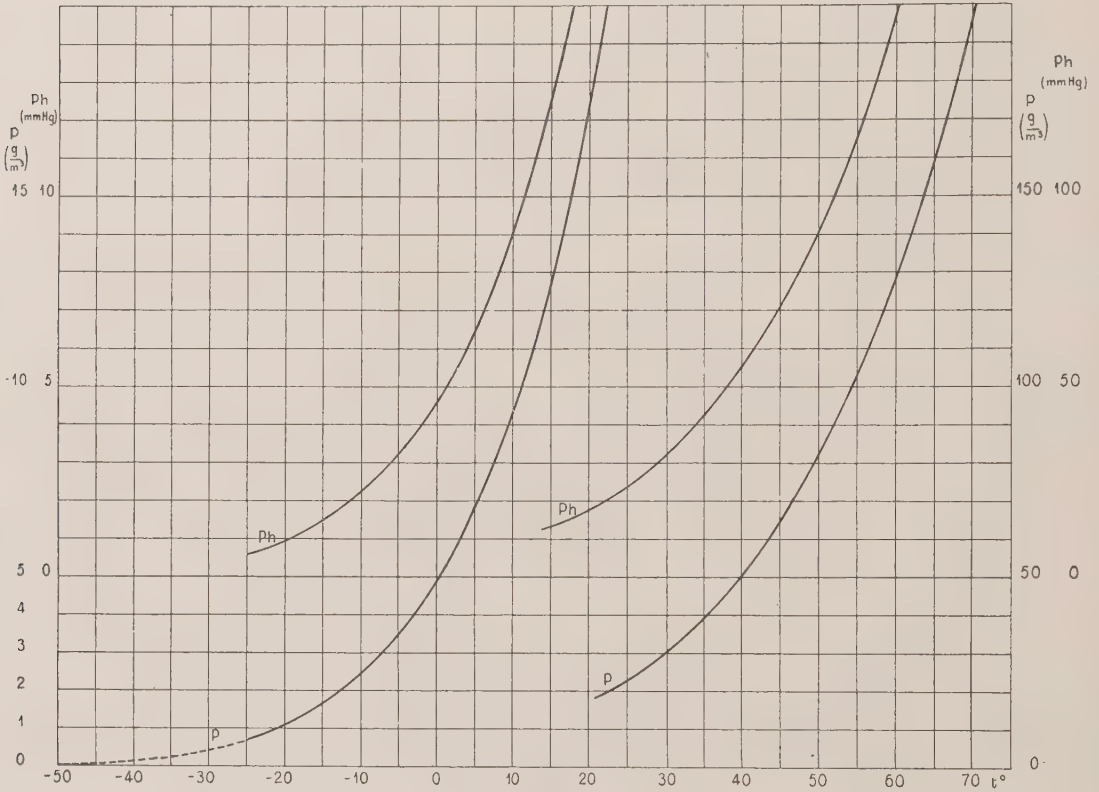


Fig. 88

III. — CONDITIONS

POUR EMPÊCHER TOUTE CONDENSATION AU COURS DE LA DÉTENTE

Considérons une détente effectuée jusqu'à $M = 1$ sans condensation : 1 m^3 d'air, dans les conditions initiales, devient au col, où :

$$\frac{T}{T_{00}} = 0,832; \quad \frac{p_{00}}{p} = 0,527;$$

$$1\text{ m}^3 \times \frac{0,832}{0,527} = 1,58\text{ m}^3.$$

t	p_h (mm de Hg)	$P \left(\frac{g}{m^3} \right)$	t	p_h (mm de Hg)	$P \left(\frac{g}{m^3} \right)$
— 25	0,54	0,64	+ 20	17,391	17,22
— 24	0,605	0,71	21	18,495	18,25
— 23	0,670	0,78	22	19,659	19,33
— 22	0,745	0,86	23	20,888	20,48
— 21	0,825	0,95	24	22,184	21,68
— 20	0,930	1,05	25	23,550	22,93
— 19	1,000	1,15	26	24,988	24,24
— 18	1,095	1,25	27	26,505	25,64
— 17	1,190	1,35	28	28,101	27,09
— 16	1,290	1,46	29	29,782	28,62
— 15	1,400	1,58	30	31,548	30,21
— 14	1,520	1,70	31	33,406	31,89
— 13	1,635	1,83	32	35,359	33,64
— 12	1,780	1,98	33	37,411	35,48
— 11	1,930	2,14	34	39,565	37,40
— 10	2,093	2,31	35	41,827	39,41
— 9	2,267	2,49	36	44,201	41,51
— 8	2,455	2,69	37	46,691	43,71
— 7	2,658	2,90	38	49,302	46,00
— 6	2,876	3,13	39	52,039	48,40
— 5	3,113	3,37	40	54,906	50,91
— 4	3,368	3,64	41	57,910	53,52
— 3	3,644	3,92	42	61,055	56,25
— 2	3,911	4,22	43	64,346	59,09
— 1	4,263	4,55	44	67,790	62,05
0	4,600	4,89	45	71,391	65,14
+ 1	4,940	5,23	46	75,158	68,36
2	5,302	5,60	47	79,093	71,73
3	5,687	5,98	48	82,204	75,22
4	6,097	6,39	49	87,499	78,86
5	6,534	6,82	50	91,982	82,63
6	6,998	7,28	51	96,659	86,55
7	7,492	7,76	52	101,543	90,62
8	8,017	8,28	53	106,634	94,84
9	8,574	8,82	54	111,940	99,21
10	9,165	9,39	55	117,478	103,73
11	9,792	10,01	60	148,791	129,65
12	10,457	10,64	65	186,945	160,49
13	11,162	11,32	70	233,093	197,19
14	11,908	12,03	75	288,517	240,58
15	12,699	12,82	80	354,643	291,53
16	13,536	13,59	85	433,041	350,97
17	14,421	14,43	90	525,450	420,04
18	15,357	15,31	95	633,780	499,77
19	16,346	16,25	100	760,000	591,22

S'il y a, au départ, un poids P de vapeur d'eau par m^3 , il y aura au col un poids $\frac{P}{1,58}$ par m^3 . Pour qu'il n'y ait pas condensation il faudrait donc que $\frac{P}{1,58} < P_{t^*}$, t^* étant la température centigrade pour $M = 1$.

Voyons ce que deviennent ces conditions sur une application numérique : si nous avons, à l'état initial, de l'air à 20°C ($T_{00} = 293$), la température au col sera -29°C ; le poids maximum de vapeur d'eau par m^3 est alors de 0,43 g, ce qui correspond à un poids de 0,68 g par m^3 à l'état initial, soit une tension de (18 g de vapeur d'eau occupent 22,4 l dans les conditions normales) :

$$760 \times \frac{0,68}{18} \times \frac{22,4}{1000} \times \frac{293}{273} = 0,69 \text{ mm Hg.}$$

La tension maximum de la vapeur à 20°C étant 17,391 mm Hg, l'état hygrométrique admissible devra être inférieur à $\frac{0,69}{17,39} = 0,04$. Si, au lieu d'assécher l'air, on préfère élever la température et qu'on parte d'un état hygrométrique de 0,50, ce qui est un cas courant, on a alors un poids de vapeur d'eau par m^3 d'air de $17,22 \times 0,5 = 8,61$ g; il y aura au col $\frac{8,61}{1,58} = 5,45$ g/ m^3 ; la température au col ne devra donc pas être inférieure à $+1,5^\circ \text{C}$, soit $T = 274,5$, ce qui impose une température initiale de $T_{00} = 330^\circ$, soit 57°C , tout ceci en admettant que le poids d'eau contenu dans l'air n'ait pas varié pendant l'échauffement.

IV. — ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT AVEC CONDENSATION

1. — Hypothèses admises.

a) Dans tout l'écoulement la tension de la vapeur d'eau est, au plus, égale à la tension de saturation fonction de la température locale;

b) les échanges calorifiques se font en prenant pour chaleur spécifique la chaleur spécifique à pression constante, soit 0,2374 calories pour élever un kilogramme d'air de un degré; on prendra, pour chaleur latente de vaporisation de l'eau L , la valeur donnée par la formule de Regnault :

$$L = 606,5 - 0,695 t.$$

Nous prendrons comme variable principale le rapport $\frac{P}{P_{00}}$ de la pression statique locale à la pression extérieure (ou $\frac{P_{00} - P}{P_{00}}$ qui s'en déduit immédiatement), en fonction duquel nous calculerons les autres variables.

2. — Calcul de $\frac{T}{T_{00}}$ en fonction de $\frac{P}{P_{00}}$.

La courbe $\frac{T}{T_{00}}$ fonction de $\frac{P}{P_{00}}$, connue pour l'air sec, est déduite des formules de la détente adiabatique avec $\gamma = 1,404$. Nous allons utiliser cette courbe (tracée à

partir des tables de M. GIQUEAUX) (fig. 89) et lui apporter des corrections successives pour tenir compte de la condensation.

Considérons sur le diagramme pressions-températures une transformation adiabatique de A à B. A une variation de pression dp (< 0) correspond une variation de température dt . Si, en A, l'air était saturé d'humidité, il y a entre A et B condensation d'un poids δP de vapeur, ce qui provoque une élévation de température δT ; on n'arrivera donc pas ainsi en B mais en B'. Il est donc nécessaire de calculer δT ; δT est le rapport de la quantité de chaleur abandonnée par la condensation par la capacité calorifique de la masse d'air considérée :

$$\delta T = \frac{L \cdot \delta P}{C}.$$

L et δP nécessitent tous deux la connaissance de la température en B'; aussi faut-il employer la méthode des approximations successives à partir d'une valeur probable de cette température. Nous avons admis que la précision était suffisante lorsque deux

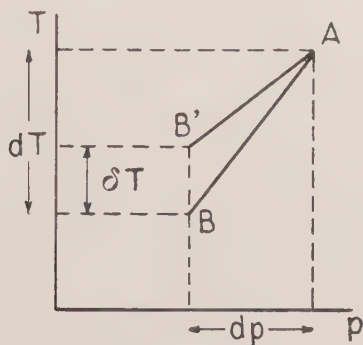


Fig. 89

valeurs successives diffèrent moins de un demi-degré en valeur absolue, ces deux valeurs étant, de part et d'autre, de la valeur vraie; en prenant la moyenne on commet une erreur maximum de l'ordre du dixième de degré, ce qui donne une précision de l'ordre du 1/1 000 pour $\frac{T}{T_{00}}$.

Nous allons expliciter ceci à l'aide d'un exemple numérique : soit à étudier la détente d'air saturé à 20° C.

Considérons 1 m³ d'air humide pris à 20° C : $p_{00} = 760$ mm Hg.

— Poids de vapeur d'eau : 17,22 g;

— poids du m³ d'air humide : $1\,293 \times \left(\frac{273}{293}\right) = 1\,205$ g [nous ne tenons pas compte dans ce calcul de la composition initiale de l'air (air sec + vapeur d'eau), l'erreur ainsi commise étant inférieure à 10⁻⁴];

— quantité de chaleur nécessaire pour élever de 1° 1 205 g d'air : $0,2374 \times 1,205 = 0,286$ cal.

PREMIER POINT. — Calcul de $\frac{T}{T_{00}}$ pour $\frac{p}{p_{00}} = 0,9$.

La loi adiabatique donne pour $\frac{p}{p_{00}} = 0,9$:

$$\left(\frac{T}{T_{00}}\right)_{\text{ad}} = 0,970; \quad T_{\text{ad}} = 284; \quad t_{\text{ad}} = + 11^{\circ} \text{C.}$$

Essayons $t = 16^{\circ}$; le poids d'eau condensée (en g) est :

$$\delta P = 17,22 - 13,59 \times \left(\frac{1}{0,9} \times \frac{289}{293}\right) = 17,22 - 14,89 = 2,33.$$

Le deuxième terme de la différence ci-dessus représente le poids maximum de vapeur qui peut être contenu au point $\frac{p}{p_{00}} = 0,9$ dans le volume provenant de 1 m^3 initial, soit $1 \text{ m}^3 \times \frac{p_{00}}{p} \times \frac{T}{T_{00}}$ pour les conditions que nous venons de définir.

Chaleur de condensation de la vapeur d'eau (nous la calculons pour la température moyenne dans l'intervalle considéré, soit ici 18°) :

$$L = 606,5 - (0,695 \times 18) = 594,$$

d'où :

$$\delta t = \frac{594 \times 2,33}{286} = 4,84,$$

$$t = 11 + 4,84 = 15,84;$$

l'intervalle entre $15,84^{\circ}$ et 16° étant faible, nous prendrons comme valeur vraie la moyenne $15,92^{\circ}$:

$$T = 288,92; \quad \frac{T}{T_{00}} = 0,986.$$

DEUXIÈME POINT. — $\frac{p}{p_{00}} = 0,8$; $\left(\frac{T}{T_{00}}\right)_{\text{ad}} = 0,9374$; $T_{\text{ad}} = 274,5$; $t_{\text{ad}} = + 1,5^{\circ}$.

Essayons $t = 12^{\circ}$; quantité d'eau condensée dans l'intervalle :

$$\left(\frac{p}{p_{00}} = 0,9; \frac{p}{p_{00}} = 0,8\right) :$$

$$\delta P = 14,89 - 10,64 \times \frac{1}{0,8} \times \frac{285}{293} = 14,89 - 12,94 = 1,95,$$

$$L = 606,5 - (0,695 \times 14) = 596,8,$$

d'où :

$$\delta t = \frac{596,8 \times 1,95}{286} = 4,07.$$

Par rapport à la température adiabatique l'écart est la somme des δt pour les intervalles déjà étudiés :

$$\Sigma \delta t = 4,88 + 4,07 = 8,95 \quad \text{et} \quad t = 1,5 + 8,95 = 10,45.$$

L'écart entre $10,45^{\circ}$ et 12° étant supérieur à un demi-degré, nous essayerons une autre valeur de t ; essayons $t = 11,4^{\circ}$:

$$\delta P = 14,89 - 10,26 \times \frac{1}{0,8} \times \frac{284,4}{293} = 14,89 - 12,46 = 2,43,$$

$$L = 606,5 - (0,695 \times 14,2) = 596,6,$$

$$\delta t = \frac{596,6 \times 2,43}{286} = 5,07,$$

$$\Sigma \delta t = 4,88 + 5,07 = 9,95,$$

$$t = 1,5 + 9,95 = 11,45;$$

nous prendrons $t = 11,43^{\circ}$; $T = 284,43$; $\frac{T}{T_{00}} = 0,972$.

TROISIÈME POINT. — $\frac{p}{p_{00}} = 0,7$; $\left(\frac{T}{T_{00}}\right)_{ad} = 0,902$; $T_{ad} = 264,1$; $t_{ad} = -8,9^{\circ}$.

Essayons $t = +6^{\circ}$:

$$\delta P = 12,46 - 7,28 \times \frac{1}{0,7} \times \frac{279}{293} = 12,46 - 9,9 = 2,56,$$

$$L = 606,5 - (0,695 \times 8,7) = 600,5,$$

$$\delta t = \frac{600,5 \times 2,56}{286} = 5,37,$$

$$\Sigma \delta t = 9,95 + 5,37 = 15,32,$$

$$t = -8,9 + 15,32 = +6,42;$$

nous prendrons $t = 6,21$; $T = 279,21$; $\frac{T}{T_{00}} = 0,953$.

QUATRIÈME POINT. — $\frac{p}{p_{00}} = 0,6$; $\left(\frac{T}{T_{00}}\right)_{ad} = 0,8628$; $t_{ad} = -20,5$.

Essayons $0^{\circ} + \varepsilon$ (condensation sans formation de glace) :

$$\delta P = 9,90 - 4,89 \times \frac{1}{0,6} \times \frac{273}{293} = 9,90 - 7,59 = 2,31,$$

$$L = 606,5 - (0,695 \times 3) = 604,4,$$

$$\delta t = \frac{604,4 \times 2,31}{286} = 4,88,$$

$$\Sigma \delta t = 15,32 + 4,88 = 20,20,$$

$$t = -20,5 + 20,20 = -0,3;$$

nous garderons ici 0° car la chaleur dégagée par la congélation de l'eau maintient cette température pour un petit intervalle de pression; $t = 0^{\circ}$; $T = 273$; $\frac{T}{T_{00}} = 0,932$.

CINQUIÈME POINT. $-\frac{p}{p_{00}} = 0,5$; $\left(\frac{T}{T_{00}}\right)_{ad} = 0,819$; $T_{ad} = 239,9$; $t_{ad} = -33,1$.

La température descend au-dessous de 0° ; il faut donc tenir compte de la chaleur de solidification de l'eau. La chaleur dégagée par la solidification de l'eau déjà condensée est :

$$80 \times (17,22 - 7,59) = 80 \times 9,63 = 770 \text{ calories.}$$

Nous prendrons maintenant pour chaleur dégagée par la vapeur d'eau qui passe directement à l'état de glace :

$$L' = L + 80.$$

Essayons -6° :

$$\delta P = 7,59 - 3,13 \times \frac{1}{0,5} \times \frac{267}{273} = 7,59 - 5,70 = 1,89,$$

$$L' = [606,5 + (0,695 \times 3)] + 80 = 686,6,$$

$$\delta t = (688,6 \times 1,89) + \frac{770}{286} = 7,25,$$

$$\Sigma \delta t = 20,2 + 7,25 = 27,45,$$

$$t = -33,1 + 27,45 = -5,65;$$

nous prendrons $t = -5,83$; $T = 267,17$; $\frac{T}{T_{00}} = 0,912$ (cf. a. 211).

3. — Calcul de $\frac{\rho}{\rho_{00}}$ en fonction de $\frac{p}{p_{00}}$.

Le précédent calcul nous permet de tracer la courbe $\frac{T}{T_{00}} = f\left(\frac{p}{p_{00}}\right)$. Nous allons utiliser ce résultat pour calculer l'évolution du poids spécifique ρ , puis nous en déduirons une loi $\rho = f(p)$ pour l'écoulement considéré.

En appelant v le volume d'un poids donné de fluide et v_{00} le volume de cette même quantité dans les conditions initiales :

$$\frac{\rho}{\rho_{00}} = \frac{1}{\frac{v}{v_{00}}}.$$

Nous prendrons $v_{00} = 1 \text{ m}^3$. Ce mètre cube est composé d'un certain volume $v_{2(00)}$ de vapeur d'eau aisément calculable (nous en connaissons le poids et nous savons que 18 g de vapeur d'eau occupent 22,4 l dans les conditions normales de température et de pression) et d'un volume $v_{1(00)}$ d'air sec ($v_{1(00)} = 1 - v_{2(00)}$). Nous admettrons qu'au cours de la détente la vapeur condensée ou congelée occupe un volume négligeable. Le volume de l'air sec v_1 provenant du mètre cube d'air humide initial, pour une valeur de $\frac{p}{p_{00}}$ donnée, est :

$$\frac{v_1}{v_{00}} = \frac{v_1}{v_{1(00)}} \times \frac{v_{1(00)}}{v_{00}} = \frac{v_{1(00)}}{v_{00}} \times \frac{p_{00}}{p} \times \frac{T}{T_{00}};$$

$\frac{v_{1(00)}}{v_{00}}$ vient d'être déduit des conditions initiales, $\frac{T}{T_{00}}$ a été calculé au paragraphe 2. Le calcul de v_2 est fait à partir de P, poids de vapeur d'eau contenu dans 1 m³ (ce poids P, comme la tension p_h de la vapeur, est indépendant de la pression de l'air p). De la température en chaque point, nous déduisons le poids P de vapeur d'eau; cette quantité occupe, dans les conditions de pression et de température que nous venons de définir, un volume de :

$$0,0224 \text{ m}^3 \times \frac{P}{18} \times \frac{p_{00}}{p} \times \frac{T}{T_{00}},$$

ceci pour 1 m³; comme nous avons alors sensiblement $1 \text{ m}^3 \times \left(\frac{p_{00}}{p}\right) \times \left(\frac{T}{T_{00}}\right)$ à partir du mètre cube initial, nous aurons :

$$\frac{v_2}{v_{00}} = 0,0224 \times \frac{P}{18} \times \left(\frac{p_{00}}{p} \times \frac{T}{T_{00}}\right)^2,$$

et, finalement :

$$\frac{v}{v_{00}} = \frac{v_1}{v_{00}} + \frac{v_2}{v_{00}} \quad \text{d'où} \quad \frac{\rho}{\rho_{00}}.$$

Reprenons notre exemple : à 20° C, le poids maximum de vapeur contenue dans 1 m³ d'air est 17,22 g occupant un volume de :

$$22,41 \times \frac{17,22}{18} \times \frac{293}{273} = 231,$$

soit :

$$v_{2(00)} = 0,023 \text{ m}^3; \quad \frac{v_{2(00)}}{v_{00}} = 0,023 \quad \text{et} \quad \frac{v_{1(00)}}{v_{00}} = 0,977,$$

d'où le tableau de calculs :

$\frac{p}{p_{00}}$	$\frac{T}{T_{00}}$	$\frac{p_{00}}{p} \cdot \frac{T}{T_{00}}$	$\frac{v_1}{v_{00}}$	$\left(\frac{p_{00}}{p} \cdot \frac{T}{T_{00}}\right)^2$	P	$\frac{v_2}{v_{00}}$	$\frac{v}{v_{00}}$	$\frac{\rho}{\rho_{00}}$
0,9	0,986	1,095	1,070	1,200	13,48	0,020	1,090	0,917
0,8	0,970	1,213	1,186	1,474	10,01	0,018	1,204	0,830
0,7	0,953	1,360	1,330	1,85	7,14	0,016	1,346	0,744
0,6	0,932	1,552	1,519	2,41	4,89	0,015	1,534	0,652
0,5	0,912	1,824	1,781	3,33	3,18	0,013	1,794	0,557

Nous ne pouvons pousser plus avant cette étude que si nous pouvons établir la relation $\rho = f(p)$; en effet, le théorème de la conservation de l'énergie conduit à :

$$\frac{dp}{\rho} + VdV = 0 \quad \text{soit} \quad \int \frac{dp}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \text{Cte.}$$

La relation $\rho = f(p)$ nous permettra de calculer la vitesse V ; de même nous pourrons connaître le nombre de Mach M , la vitesse du son $a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$ (théorème d'Hugoniot) étant, elle aussi, seulement fonction de la loi $\rho = f(p)$. Nous allons chercher si les valeurs que nous venons de calculer permettent de représenter la fonction $\rho = f(p)$ par une équation de la forme $\frac{p}{\rho^{\gamma'}} = \text{Cte}$, où le coefficient γ' ne serait plus le coefficient adiabatique γ , rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants, mais un simple coefficient numérique. De $\frac{p}{\rho^{\gamma'}} = \text{Cte}$ nous tirons :

$$\log p = \log \text{Cte} + \gamma' \log \rho,$$

$$\log \frac{p}{p_{00}} = \gamma' \log \frac{\rho}{\rho_{00}}.$$

Nous pouvons tracer, d'après nos résultats précédents, la courbe :

$$\log \frac{p}{p_{00}} = f\left(\log \frac{\rho}{\rho_{00}}\right).$$

Si cette courbe peut être assimilée à une droite, sa pente est la valeur γ' cherchée; nous avons :

$\frac{p}{p_{00}}$	$\log \frac{p}{p_{00}}$	$\frac{\rho}{\rho_{00}}$	$\log \frac{\rho}{\rho_{00}}$
0,9	1,954	0,917	1,962
0,8	1,903	0,830	1,919
0,7	1,845	0,744	1,871
0,6	1,778	0,652	1,814
0,5	1,699	0,557	1,746

Ces points s'alignent très bien suivant une droite dont la pente est 1,193 (a. 211, 213 et fig. 113).

4. — Le coefficient γ' fonction des conditions initiales.

Nous avons fait un calcul analogue au précédent pour diverses valeurs de la température initiale en supposant que l'air y est saturé; dans tous les cas calculés, la

courbe $\log \frac{p}{p_{00}} = f \left(\log \frac{\rho}{\rho_{00}} \right)$ (fig. 90) est une droite de pente γ' ; γ' varie avec la température :

TEMPÉRATURE	30° C	20°	15°	10°	5°	0°	-10°
γ'	1,176	1,193	1,200	1,217	1,250	1,290	1,347

γ' varie aussi avec l'état hygrométrique initial : il existe entre γ' et $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ une différence $\Delta \gamma = \gamma - \gamma'$; le calcul montre que pour un état hygrométrique donné e , on a sensiblement :

$$\Delta \gamma_{(e)} = e \Delta \gamma,$$

ce qui permet de déduire γ' de t et de e .

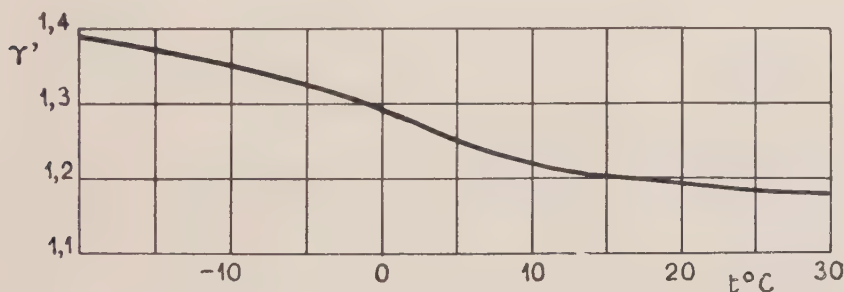


Fig. 90

5. — Calcul du nombre de Mach en fonction de $\frac{p}{p_{00}}$.

La relation entre M et $\frac{p}{p_{00}}$ déduite de la loi adiabatique reste valable à condition seulement d'y remplacer γ par γ' :

$$\frac{p}{p_{00}} = \left(1 + \frac{\gamma' - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma'}{\gamma' - 1}}.$$

Nous avons fait le calcul pour diverses valeurs de γ' (a. 214) (de 1,4 à 1,1), et pour des nombres de Mach de 0,6 à 1,1 (fig. 91). Pour des raisons de commodité nous avons porté M en abscisses et en ordonnées $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$, $p_{00} - p$ étant lisible directement sur un manomètre à mercure. On voit ainsi, par exemple, que $M = 1$, qui est obtenu en air sec ($\gamma = 1,404$) pour $\frac{p_{00} - p}{p_{00}} = 0,473$, soit avec $p_{00} = 760$ mm Hg pour $p_{00} - p = 359$ mm Hg, est atteint avec $\gamma' = 1,200$ pour $\frac{p_{00} - p}{p_{00}} = 0,436$, soit $p_{00} - p = 332$ mm Hg, ce qui serait le cas, d'après nos résultats précédents, pour de l'air initial à 15° saturé d'humidité.

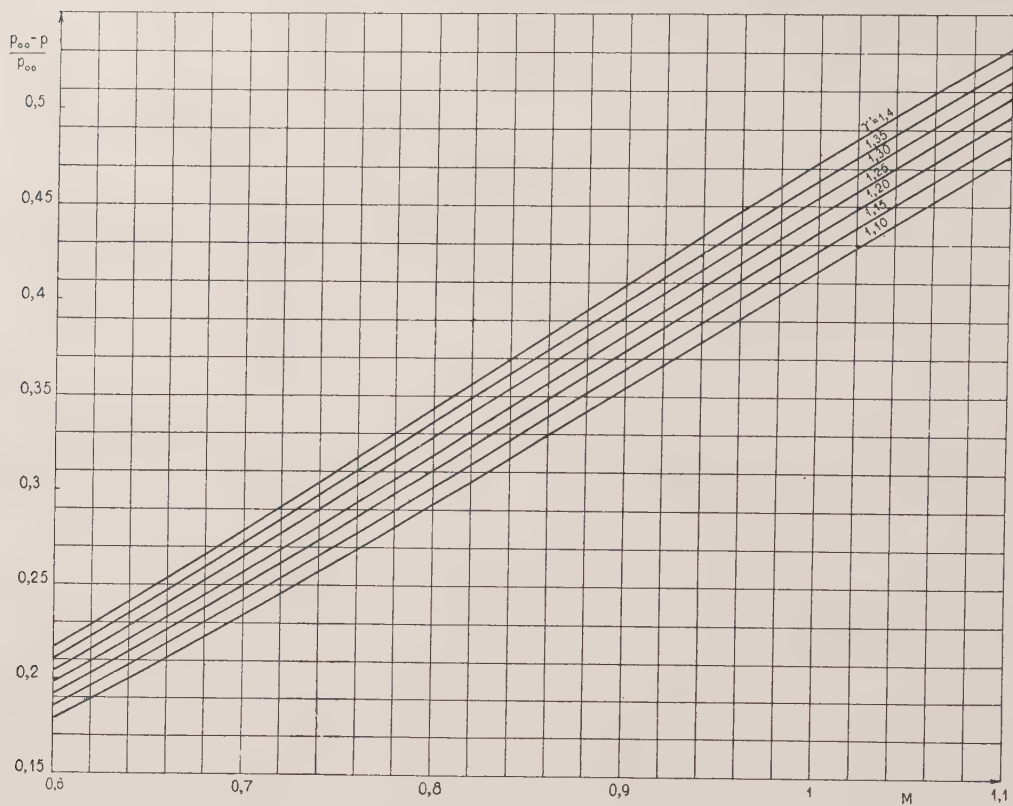


Fig. 91

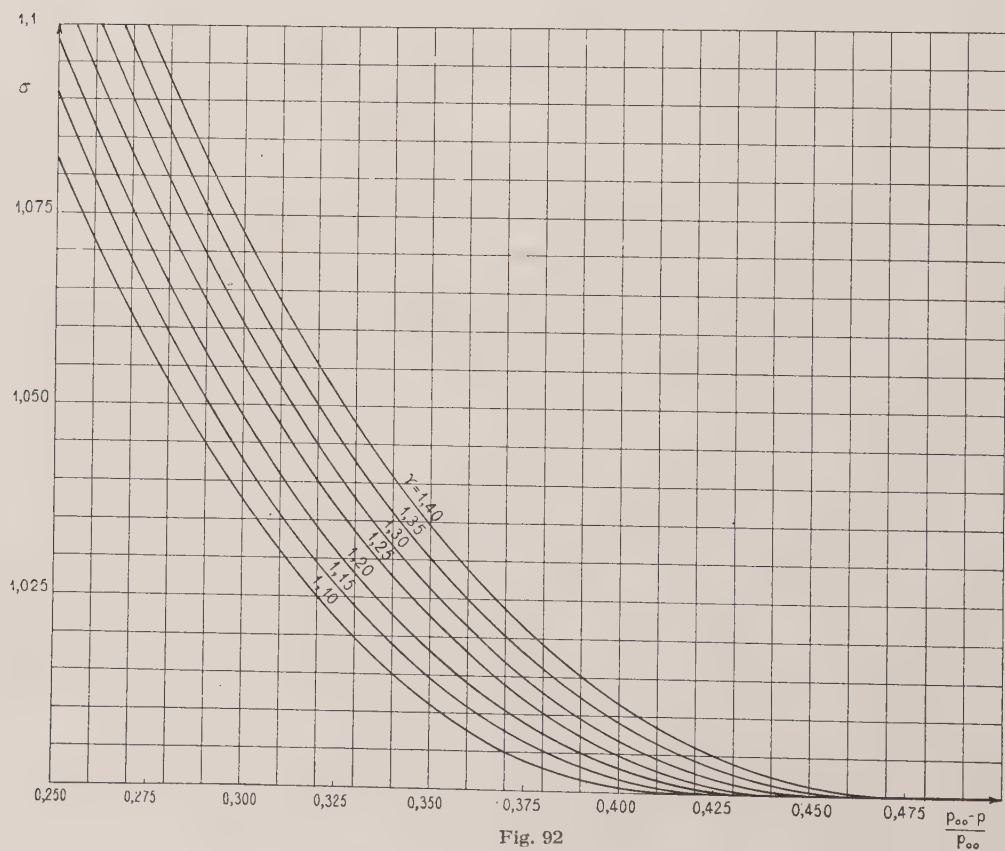


Fig. 92

6. — Relation entre σ et $\frac{p}{p_{00}}$.

La relation que nous avons établie au chapitre premier (p. 7) entre σ et π reste, comme les précédentes, valable, à la seule condition d'y remplacer γ par γ' . On a alors :

$$\sigma \left[\pi^{\frac{2}{\gamma'}} - \pi^{\frac{\gamma'+1}{\gamma'}} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\left(\frac{\gamma'+1}{2} \right)^{\frac{2}{1-\gamma'}} - \left(\frac{\gamma'+1}{2} \right)^{\frac{\gamma'+1}{1-\gamma'}} \right].$$

Nous avons effectué les calculs correspondant à cette formule pour les valeurs de γ' de 1,4 à 1,1; passant ensuite de π à $\frac{p_{00}-p}{p_{00}} = 1 - \pi$, nous avons représenté les résultats sur la *figure 92* (a. 214).

V. — COMPARAISON AVEC DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Ces courbes vont nous permettre un contrôle expérimental facile : en effet, pour un col sonique donné (σ connu), il suffit de mesurer $(p_{00} - p)$ maxi : c'est la valeur qui s'établit lorsque $M = 1$ au col; le point représentatif $\left(\sigma, \frac{p_{00}-p}{p_{00}} \right)$ sur la *figure 92* permet de trouver la valeur expérimentale de γ' .

En appelant $\Delta \gamma_{\text{exp}}$ la différence entre γ et γ' que nous venons de déterminer, et $\Delta \gamma_{\text{calc}}$ la différence donnée par le calcul, nos expériences ont montré que, pour la petite soufflerie montée sur le compresseur Brown-Bovery, le coefficient $k = \frac{\Delta \gamma_{\text{exp}}}{\Delta \gamma_{\text{calc}}}$ est de l'ordre de 0,26 (a. 215).

VI. — CONCLUSIONS

Cette confrontation expérimentale prouve essentiellement que, dans l'écoulement réel en air humide, la vapeur d'eau n'est pas entièrement condensée et que l'air est sursaturé. Ceci est dû à la trop grande rapidité de l'écoulement : dans notre petite soufflerie, l'air passe d'une vitesse presque nulle à la vitesse dans la chambre d'expériences ($M = 0,86$ avec l'un des cols soniques utilisés) sur une dizaine de centimètres seulement, ce qui représente un temps de parcours extrêmement petit pendant lequel l'équilibre ne peut être atteint. Nous pensons aussi que, par suite de l'introduction du paramètre temps dans le plus ou moins grand éloignement de l'état du fluide des conditions d'équilibre, l'influence des dimensions du collecteur de la soufflerie doit se faire sentir sur le coefficient k . Il est, en effet, vraisemblable que, pour une soufflerie de grandes dimensions, le temps de parcours étant plus grand, l'état du fluide doit se rapprocher de l'état d'équilibre et, par suite, le coefficient k doit se rapprocher de l'unité.

En résumé, dans une tuyère où se produit une condensation de la vapeur d'eau atmosphérique, et dans la mesure où le givrage ne vient pas en altérer les caractéristiques, on peut prévoir la vitesse, le nombre de Mach et la pression du fluide en écoulement en appliquant des formules semblables à celles déduites de la loi adiabatique dans lesquelles il suffit de remplacer γ par γ' . Une expérience préalable avec un col sonique permet, à l'aide des courbes de la *figure 92*, de déterminer le coefficient k caractéristique de la tuyère. On peut ensuite calculer γ'_{calc} à partir des données initiales (température et état hygrométrique) et en déduire la valeur expérimentale de γ' .

4,4

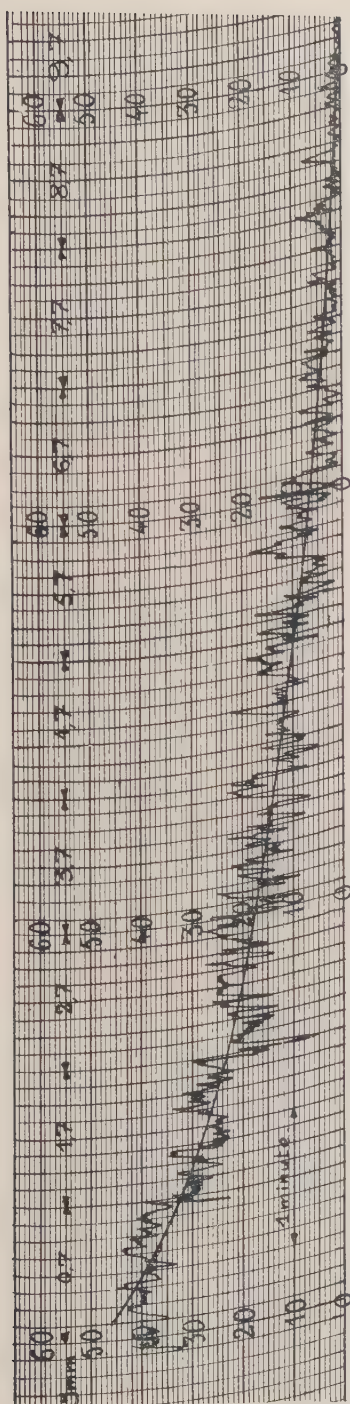
REMARQUES GÉNÉRALES SUR LES COUCHES LIMITES

Nous commencerons par donner des reproductions obtenues en calquant divers enregistrements de pression totale, afin de montrer que les lectures ne sont pas très faciles par suite de l'instabilité des grandeurs mesurables et qu'il s'ensuit un certain risque d'erreur. Le but essentiel était pour nous de rechercher, à travers ces mesures, une possibilité de compensation qui permette de pousser plus avant les calculs, comme ceux de perte de charge dans les diffuseurs, afin de les mettre à la portée des ingénieurs et des bureaux d'études; nous avons donc été conduits à admettre un schéma de répartition des vitesses (la loi logarithmique nous en a fourni un très acceptable) sans chercher à pénétrer plus avant dans l'étude même de la couche limite; les nombreux travaux sur ce sujet nous permettent de faire des comparaisons et d'en tirer des conclusions qui peuvent présenter un certain intérêt quant à la compréhension des phénomènes d'écoulement turbulent au voisinage des parois.

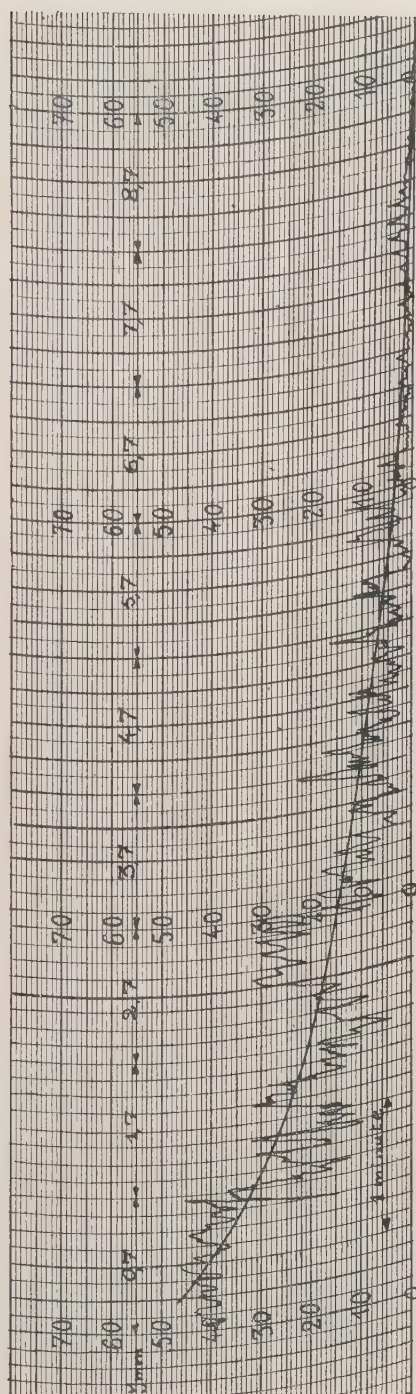
On trouvera, dans les pages suivantes, des reproductions d'enregistrements; ceux-ci ont tous été obtenus de la même manière : la prise totale placée dans l'écoulement étant reliée à la capsule manométrique, la graduation du papier indique, après étalonnage, la différence $p_{00} - p_{\text{tot}}$, p_{00} étant la pression atmosphérique régnant à l'extérieur, la pression totale au point considéré étant transmise à l'intérieur de la capsule. Ces enregistrements présentent des variations importantes autour d'une valeur moyenne : toutefois, il est en général facile de tracer une courbe moyenne interpolant les valeurs expérimentales; c'est à partir de ces moyennes que nous avons établi nos courbes de vitesses. Les courbes de la *figure 94* et la courbe relative au diffuseur de $1^\circ 45'$ (*fig. 93*) correspondent à ce que nous avons obtenu le plus souvent dans nos expériences, mais il est des cas où la lecture est beaucoup plus difficile : l'enregistrement dans le diffuseur de 7° (*fig. 93*), à 10 cm du col, a montré d'importantes variations, alors que les autres enregistrements de ce même diffuseur en présentaient sensiblement moins; ces variations autour de la valeur moyenne rendent les lectures très difficiles, surtout si l'on veut les faire avec un manomètre à alcool. Nous insistons sur ce fait d'une relative instabilité des mesures pour bien montrer que ce n'est seulement « qu'en moyenne » qu'on peut attacher une importance aux résultats que nous avons obtenus; les mesures dans les couches limites présentent souvent — et pas seulement dans les diffuseurs — ce caractère d'instabilité dans le temps mais il est ici exacerbé par suite du gradient de pression adverse qui, s'opposant à l'écoulement, le rend plus instable dans les zones où l'énergie cinétique est la plus faible, c'est-à-dire au voisinage des parois.

Pour un diffuseur de grand angle, les mesures deviennent de ce fait pratiquement impossibles et n'ont guère de sens, car on ne peut retrouver les mêmes courbes irrégulières dans deux expériences successives.

À titre d'exemple nous donnons, *figure 95*, un enregistrement fort significatif effectué dans un diffuseur de $24^\circ 30'$ à 66 mm du col; il est très net que la grandeur mesurée ($p_{00} - p_{\text{tot}}$) oscille entre deux valeurs : l'une, en haut de la courbe, qui correspond à une vitesse nulle, l'autre correspondant à une certaine vitesse, fonction de la distance

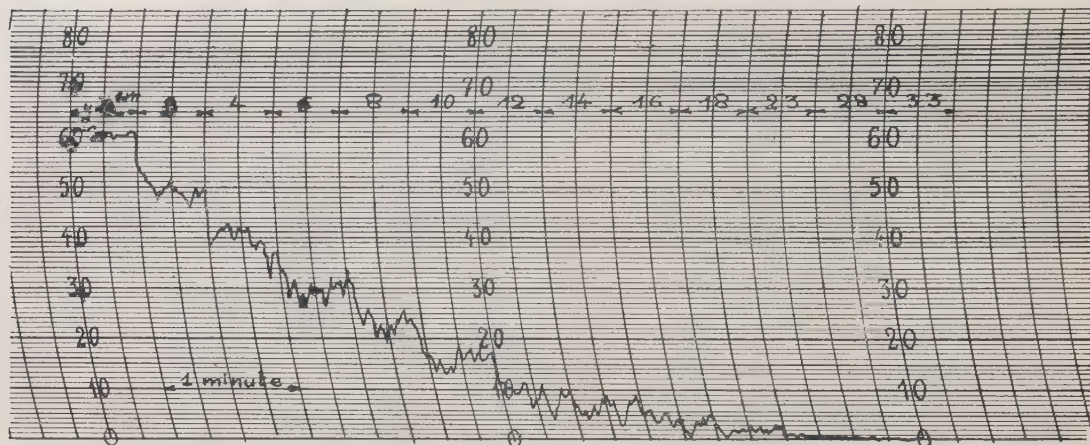


Diffuseur 1° 45' à 30 cm du col

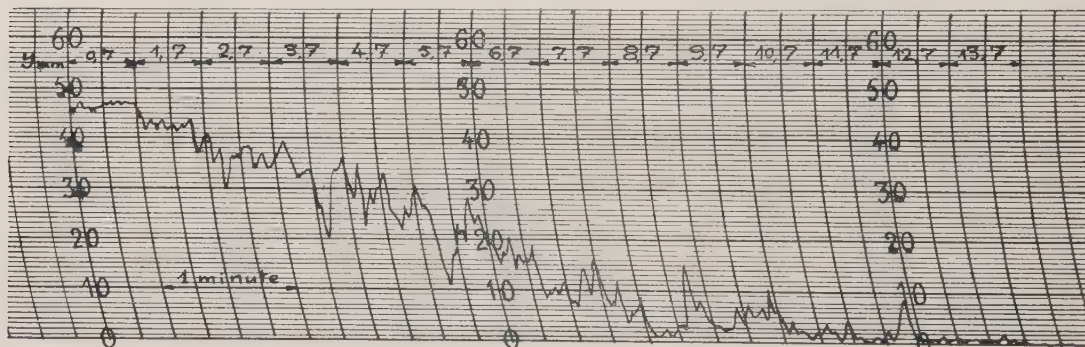


Diffuseur 7° à 10 cm du col

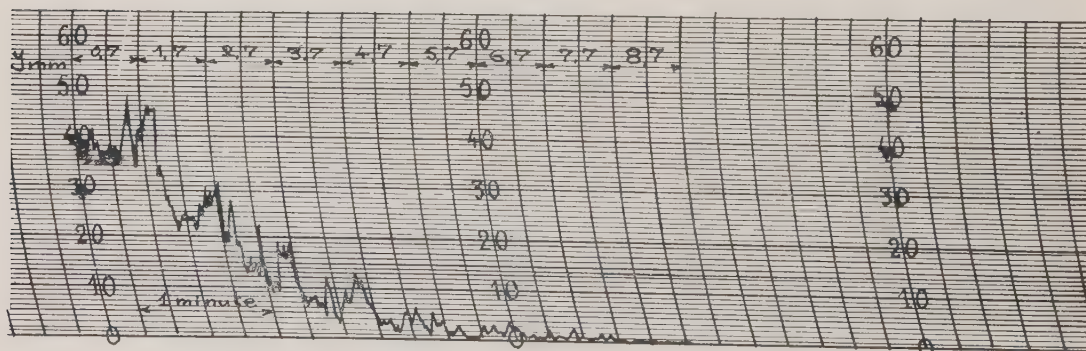
Fig. 93



Diffuseur 7°, soufflerie n° 1, à 1 m du col



Diffuseur 10° à 12 cm du col



Diffuseur 15° à 5 cm du col

Fig. 94

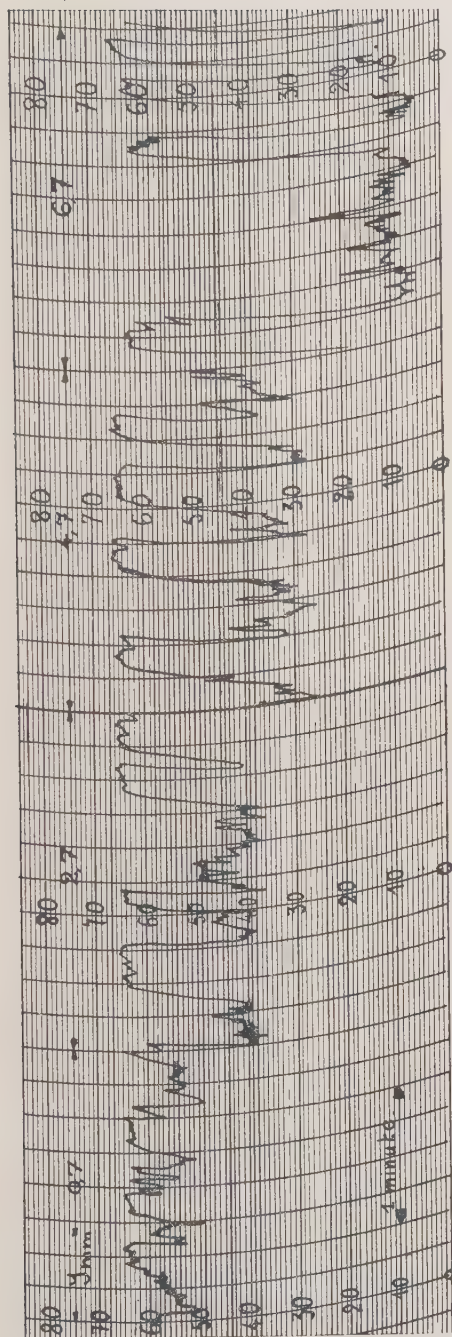


Fig. 95. — Enregistrement lent dans un décollement; diffuseur 24° 30' à 66 mm du col

à la paroi. La vitesse nulle est relative au cas où le fluide colle du côté opposé à celui où se fait la mesure, l'autre lecture au cas où le fluide colle du côté où se fait la mesure; vouloir donner une valeur moyenne de la vitesse dans un tel cas n'aurait, évidemment, aucun sens. Ceci se produit aussi, quoique d'une façon beaucoup moins nette, dans un diffuseur d'angle plus petit quand on est très éloigné du col.

Nous avons préféré, dans tous les cas, ne pas chercher à amortir plus les appareils de mesure car s'il aurait été relativement facile d'obtenir des courbes présentant beaucoup plus de régularité, nous aurions masqué une partie importante des phénomènes, à savoir l'augmentation très importante des fluctuations dans la couche limite et surtout, nous aurions augmenté la période de l'appareil et, par suite, son temps de réponse, ce qui aurait peut-être permis, par exemple, de trouver une courbe régulière pour l'enregistrement de la *figure 95*, alors que le retour périodique de la pression totale à la valeur de la pression statique est l'indice du décollement qui est ainsi mis nettement en évidence.

Les valeurs moyennes que nous avons obtenues nous semblent cependant présenter une précision assez grande, évidemment très supérieure à la précision de chaque lecture particulière. Nous avons déjà remarqué que, dans tous les cas étudiés, cette courbe moyenne se situe toujours du même côté, pour une abscisse donnée $\frac{y}{\delta}$, par rapport à la courbe logarithmique qui peut aussi compenser les points expérimentaux (courbe qui, en particulier, correspond à la même valeur de δ^* puisque c'est ainsi que nous déterminons le coefficient K : $K = 2,3026 \frac{\delta^*}{\delta}$).

Afin de rendre ceci plus caractéristique, nous allons ramener toutes les courbes logarithmiques en une seule, ce qui revient à éliminer K de la formule :

$$\frac{y}{V_{\max}} = 1 + K \log \left(\frac{y}{\delta} \right),$$

ce qui peut s'écrire :

$$1 - \frac{V}{V_{\max}} = K \log \left(\frac{\delta}{y} \right).$$

Or, nous avons établi plus haut que :

$$\frac{\delta^*}{\delta} = K' = 0,4343 K ;$$

donc :

$$\left(1 - \frac{V}{V_{\max}} \right) \frac{\delta}{\delta^*} = 2,3026 \log \left(\frac{y}{\delta} \right) = \text{Log}_e \left(\frac{y}{\delta} \right).$$

Si nous portons en abscisses $\frac{y}{\delta}$ et en ordonnées $\left(1 - \frac{V}{V_{\max}} \right) \frac{\delta}{\delta^*}$, nous obtiendrons (voir *fig. 96*), pour toutes les courbes logarithmiques, une courbe unique $\text{Log}_e \frac{\delta}{y} = f \left(\frac{y}{\delta} \right)$. Nous pouvons alors, pour une courbe expérimentale donnée, porter en ordonnées cette

valeur $\left(1 - \frac{V}{V_{\max}}\right) \frac{\delta}{\delta^*}$, le rapport $\frac{\delta}{\delta^*}$ s'obtenant immédiatement par intégration graphique de la courbe des vitesses.

Nous avons ainsi porté successivement, sur le graphique, des courbes déduites de :

1° la courbe universelle des vitesses pour la plaque plane (d'après NIKURADSE, traduction G.R.A. 644, p. 35) $\triangle$;

2° une courbe de Nikuradse pour les tuyaux lisses pour $Re = 4 \cdot 10^3$ (tiré de BAKHMÉTEFF, *Mécanique de l'écoulement turbulent*, p. 94) $\circ$;

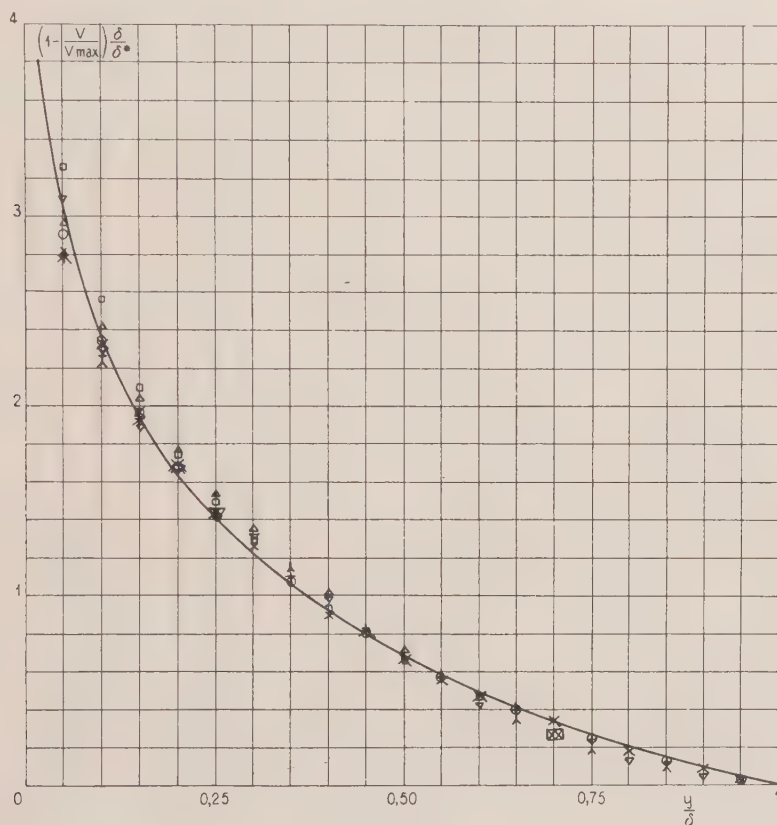


Fig. 96

3° une courbe semblable pour un grand nombre de Reynolds $3 \cdot 240 \cdot 10^3$ (même référence) $\square$;

4° une courbe de Nikuradse pour les tuyaux rugueux (tiré de BAKHMÉTEFF, p. 106, pour $\frac{r}{e} = 15$) $+$;

5° une courbe de diffuseur (gradient de pression positif) (tiré de nos essais, diffuseur de 7°) $\times$;

6° une courbe de couche limite sur maquette du dirigeable *Akron* (N.A.C.A., Report n° 430, 1932, pour $\frac{x}{c} = 0,59$) $\wedge$;

7° une courbe tirée des essais de GRUSCHWITZ [*Écoulements avec gradient de pression*, Ing. Archiv., sept. 1931; essai pour $x = 59,3$ (le gradient de pression est ici négatif)] ∇ .

Pour plus de précision, nous donnons ci-dessous le tableau des valeurs numériques de $\left(1 - \frac{V}{V_{\max}}\right) \frac{\delta}{\delta^*}$ en fonction de $\frac{y}{\delta}$ pour les sept documents précités :

$\frac{y}{\delta}$	1° $\triangle$	2° $\circ$	3° $\square$	4° $+$	5° $\times$	6° $\wedge$	7° ∇
0,05	2,96	2,90	3,25	2,78	2,80	2,78	3,08
0,10	2,41	2,34	2,57	2,26	2,32	2,22	2,29
0,15	2,04	1,96	2,09	1,93	1,96	1,91	1,87
0,20	1,765	1,68	1,75	1,67	1,675	1,66	1,66
0,25	1,55	1,44	1,50	1,47	1,43	1,48	1,45
0,30	1,36	1,25	1,28	1,26	1,248	1,31	1,29
0,35	1,165	1,08	1,08	1,10	1,055	1,14	1,10
0,40	1,00	0,935	0,923	0,940	0,904	0,947	0,970
0,45	0,858	0,810	0,762	0,830	0,775	0,823	0,800
0,50	0,708	0,695	0,655	0,695	0,655	0,675	0,682
0,55	0,575	0,587	0,562	0,578	0,550	0,560	0,584
0,60	0,458	0,495	0,468	0,492	0,465	0,469	0,440
0,65	0,358	0,412	0,368	0,406	0,383	0,354	0,352
0,70	0,283	0,337	0,281	0,317	0,352	0,264	0,275
0,75	0,217	0,262	0,227	0,250	0,241	0,198	0,220
0,80	0,158	0,202	0,160	0,194	0,181	0,148	0,165
0,85	0,117	0,135	0,107	0,128	0,129	0,099	0,110
0,90	0,083	0,075	0,067	0,078	0,086	0,049	0,055
0,95	0,050	0,030	0,027	0,045	0,039	0,025	0,033

Il est tout à fait remarquable de constater que toutes ces courbes, prises au hasard et dans tous les cas possibles d'écoulement turbulent, sont très voisines l'une de l'autre et, aux erreurs expérimentales près, peuvent admettre une moyenne commune, légèrement, quoique nettement, différente de la loi logarithmique.

Il est évidemment possible de pousser l'étude des couches limites au delà des courbes de vitesses où nous nous sommes maintenus jusqu'à présent. Deux paramètres nous semblent particulièrement importants, en ce qu'ils pénètrent plus intimement la mécanique de l'écoulement turbulent : ce sont le coefficient de viscosité tourbillonnaire de Boussinesq ε et le paramètre de longueur de mélange l introduit par PRANDTL, reliés tous deux à la tension tangentielle τ par la relation :

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \varepsilon \frac{du}{dy}.$$

Nous garderons ici les notations classiques dans l'étude des couches limites, à savoir :

u : vitesse parallèle à la paroi (que nous appelions V ci-dessus);

V : vitesse potentielle (que nous appelions $V_{\max}$ ci-dessus);

v : vitesse perpendiculaire à la paroi.

Nous empruntons à M. MICHEL, qui étudie actuellement ces questions à l'Institut de Saint-Cyr, les comparaisons entre les résultats expérimentaux de Nikuradse et ceux que donnerait la loi logarithmique que nous avons adoptée ci-dessus et qui est inspirée des travaux de T. VON KARMAN :

Reprenons la méthode de calcul de Nikuradse (cf. traduction G.R.A. 644, *Étude de l'écoulement turbulent sur les plaques planes*) en prenant pour paramètre de distance à la paroi $\frac{y}{\delta}$ au lieu de $\frac{y}{\delta^*}$. Posons $\frac{y}{\delta} = \zeta$ et conservons la loi logarithmique :

$$\frac{u}{V} = 1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta} \quad (\text{en logarithmes naturels}).$$

ψ étant la fonction de courant, on a, en un point y_1 :

$$\psi_{y_1} = \int_0^{y_1} u \, dy = V \delta \int_0^{\zeta_1} f\left(\frac{y}{\delta}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right) = V \delta F_1;$$

avec :

$$f\left(\frac{y}{\delta}\right) = \frac{u}{V} \quad \text{et} \quad F = \int_0^{\zeta} f\left(\frac{y}{\delta}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right),$$

il vient :

$$u = \frac{d\psi}{dy} = V f,$$

$$\frac{du}{dx} = V \frac{df}{dx} = V \frac{df}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dx} = -V \frac{df}{d\zeta} \frac{y}{\delta} \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx},$$

$$\frac{du}{dy} = V \frac{df}{dy} = \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta},$$

$$v = -\frac{d\psi}{dx} = -\frac{d(V\delta F)}{dx}$$

$$= -\left[VF \frac{d\delta}{dx} + V\delta \frac{dF}{dx}\right]$$

$$= -\left[VF \frac{d\delta}{dx} + V\delta \frac{dF}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dx}\right] = -\left[VF \frac{d\delta}{dx} - V\delta f \frac{y}{\delta} \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}\right].$$

Finalement :

$$v = V \frac{d\delta}{dx} [\zeta f - F].$$

Partons maintenant de l'équation de Navier simplifiée par PRANDTL :

$$\rho \left(u \frac{du}{dx} + v \frac{du}{dy} \right) = \frac{d\tau}{dy}.$$

Nous avons déjà :

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \varepsilon \frac{du}{dy};$$

ε est l'équivalent, en régime turbulent, du coefficient de viscosité, μ en régime laminaire; introduisons $A = \frac{\varepsilon}{\rho}$ équivalent, dans les mêmes conditions, de $\frac{\mu}{\rho} = \nu$, viscosité cinématique, ce qui permettra d'éliminer ρ des équations :

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \rho A \frac{du}{dy},$$

d'où :

$$A = l^2 \left(\frac{du}{dy} \right).$$

Nous avons :

$$u \frac{du}{dx} + v \frac{du}{dy} = \frac{d \left(A \frac{du}{dy} \right)}{dy}.$$

Remplaçons les divers termes par leurs valeurs trouvées plus haut :

$$Vf \left(-V \frac{df}{d\zeta} \zeta \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \right) + \left[V \frac{d\delta}{dx} (\zeta f - F) \right] \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta} = \frac{d \left(A \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta} \right)}{dy},$$

$$- \frac{V^2}{\delta} \frac{d\delta}{dx} F \frac{df}{d\zeta} = \frac{V}{\delta^2} \frac{d \left(A \frac{df}{d\zeta} \right)}{d\zeta},$$

$$- V \delta \frac{d\delta}{dx} F \frac{df}{d\zeta} = \frac{d}{d\zeta} \left(A \frac{df}{d\zeta} \right).$$

Intégrons de ζ à 1 :

$$- V \delta \frac{d\delta}{dx} \int_{\zeta}^1 F \frac{df}{d\zeta} d\zeta = \left| A \frac{df}{d\delta} \right|_{\zeta}^1.$$

$$\text{En } \frac{y}{\delta} = 1, \quad \tau = 0, \quad A \frac{df}{d\zeta} = 0,$$

donc :

$$- V \delta \frac{d\delta}{dx} \int_{\zeta}^1 F \frac{df}{d\zeta} d\zeta = - A \frac{df}{d\zeta},$$

d'où :

$$\frac{A}{V \delta \frac{d\delta}{dx}} = g(\zeta) \quad \text{avec} \quad g(\zeta) = \frac{1}{df} \int_{\zeta}^1 F \frac{df}{d\zeta} d\zeta,$$

ce qui nous donnera les courbes de A (ou d' ϵ) en fonction de $\frac{y}{\delta}$ à partir du profil des vitesses.

NIKURADSE, à partir de sa courbe universelle pour les plaques planes, a donné $\frac{A}{V \delta^* \frac{d\delta^*}{dx}}$ que nous avons ramené à $\frac{A}{V \delta \frac{d\delta}{dx}}$, le rapport $\frac{\delta}{\delta^*}$ étant égal, dans ce cas, à 8,3.

Il donne aussi $\frac{l}{\delta \sqrt{\frac{d\delta}{dx}}}$ qui s'en déduit immédiatement puisque :

$$A = l^2 \left(\frac{du}{dy} \right),$$

donc :

$$\frac{l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)}{V \delta \frac{d\delta}{dx}} = g(\zeta),$$

et :

$$\frac{l^2 \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta}}{V \delta \frac{d\delta}{dx}} = g(\zeta),$$

d'où :

$$\frac{l^2}{\delta^2 \frac{d\delta}{dx}} = \frac{g(\zeta)}{\frac{df}{d\zeta}},$$

et :

$$\frac{l}{\delta \sqrt{\frac{d\delta}{dx}}} = \sqrt{\frac{g(\zeta)}{\frac{df}{d\zeta}}}.$$

NIKURADSE passe ensuite à $\frac{\tau}{\tau_0}$ (τ_0 tension tangentielle à la paroi) en fonction de $\frac{y}{\delta}$.

Nous avons :

$$\tau = \rho A \frac{du}{dy}.$$

A est connu :

$$A = g(\zeta) V \delta \frac{d\delta}{dx},$$

donc :

$$\tau = \rho A \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta} = \rho V^2 g(\zeta) \frac{df}{d\zeta} \frac{d\delta}{dx},$$

et :

$$\tau_0 = \rho V^2 g(\zeta_0) \left(\frac{df}{d\zeta} \right)_0 \frac{d\delta}{dx},$$

d'où :

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{g(\zeta) \frac{df}{d\zeta}}{g(\zeta_0) \left(\frac{df}{d\zeta} \right)_0}.$$

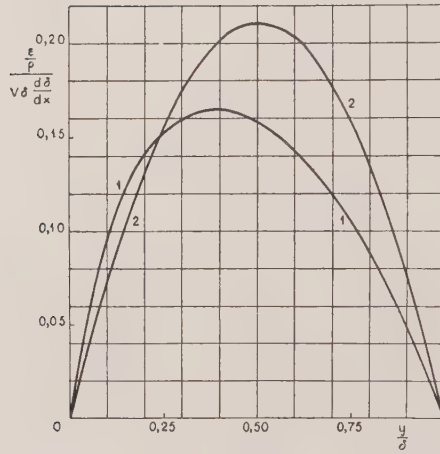


Fig. 97. — 1 Courbe expérimentale de Nikuradse;
2 Courbe déduite de la loi logarithmique.

Nous donnons sur les figures 97, 98 et 99 les courbes obtenues par NIKURADSE en fonction de $\frac{y}{\delta}$:

$$\frac{\frac{\varepsilon}{\rho}}{V \delta \frac{d\delta}{dx}}, \quad \frac{l}{\delta \sqrt{\frac{d\delta}{dx}}} \quad \text{et} \quad \frac{\tau}{\tau_0}.$$

Nous allons maintenant les calculer dans l'hypothèse d'une distribution logarithmique des vitesses et en supposant, comme NIKURADSE, que les profils de vitesse sont semblables le long de x :

$$\frac{u}{V} = 1 + K' \text{Log} \frac{y}{\delta}, \quad \text{avec } K' \text{ indépendant de } x.$$

On a donc :

$$f = 1 + K' \operatorname{Log} \frac{y}{\delta},$$

$$F = \int_0^{\zeta} \left(1 + K' \operatorname{Log} \frac{y}{\delta} \right) d \left(\frac{y}{\delta} \right) = \left| \frac{y}{\delta} \right|_0^{\zeta} + K' \left| \frac{y}{\delta} \operatorname{Log} \frac{y}{\delta} - \frac{y}{\delta} \right|_0^{\zeta},$$

$$F = \zeta + K' (\zeta \operatorname{Log} \zeta - \zeta),$$

$$\frac{df}{d\zeta} = \frac{K'}{\zeta}; \quad F \frac{df}{d\zeta} = K' + K'^2 (\operatorname{Log} \zeta - 1),$$

$$g(\zeta) = \frac{1}{K'} \int_{\zeta}^1 [K' + K'^2 (\operatorname{Log} \zeta - 1)] d\zeta$$

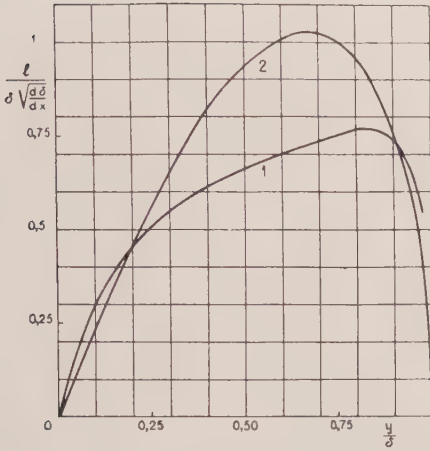


Fig. 98. — 1 Courbe expérimentale de Nikuradse;
2 Courbe déduite de la loi logarithmique.

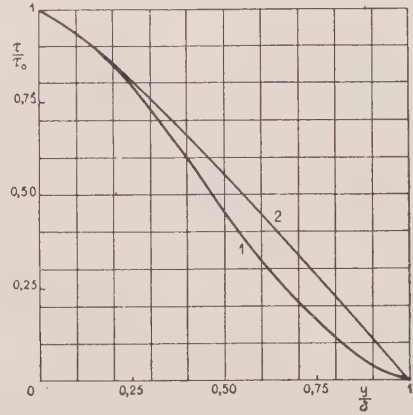


Fig. 99. — 1 Courbe expérimentale de Nikuradse;
2 Courbe déduite de la loi logarithmique.

$$\begin{aligned} &= \frac{\zeta}{K'} \left[K' \left| \zeta \right|_{\zeta}^1 + K'^2 \left| \zeta \operatorname{Log} \zeta - \zeta - \zeta \right|_{\zeta}^1 \right] \\ &= \frac{\zeta}{K'} [K' (1 - \zeta) + K'^2 (-2 - \zeta \operatorname{Log} \zeta + 2 \zeta)] \\ &= \zeta [(1 - \zeta) + K' (2 \zeta - 2 - \zeta \operatorname{Log} \zeta)]. \end{aligned}$$

Connaissant ainsi $g(\zeta)$, le reste du calcul est immédiat; en effet :

$$\frac{A}{V \delta \frac{d\delta}{dx}} = g(\zeta),$$

et, d'autre part :

$$\frac{l}{\delta \sqrt{\frac{d\delta}{dx}}} = \sqrt{\frac{g(\zeta)}{\frac{df}{d\zeta}}} \quad \text{avec} \quad \frac{df}{d\zeta} = \frac{K'}{\zeta}.$$

On a ensuite :

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{g(\zeta) \frac{df}{d\zeta}}{g(\zeta_0) \left(\frac{df}{d\zeta}\right)_0} = \frac{K' [(1 - \zeta) + K' (2\zeta - 2 - \zeta \text{Log } \zeta)]}{K' (1 - 2K')}.$$

Le calcul précédent (A) permet, à titre de vérification, de retrouver la valeur de la tension à la paroi. En effet, on doit avoir :

$$\tau_0 = \left| \varepsilon \frac{du}{dy} \right|_{y=0}.$$

Ici :

$$\varepsilon = \rho V \delta \frac{d\delta}{dx} g(\zeta),$$

$$\tau_0 = \left| \rho V \delta \frac{d\delta}{dx} g(\zeta) \frac{du}{dy} \right|_{y=0},$$

avec l'hypothèse de la loi logarithmique :

$$\frac{du}{dy} = \frac{V K'}{\delta \zeta},$$

d'où :

$$\tau_0 = \rho V^2 \frac{d\delta}{dx} K' \left| \frac{g(\zeta)}{\zeta} \right|_{\zeta=0},$$

soit :

$$\frac{\tau_0}{\rho V^2} = \frac{d\delta}{dx} K' (K' - 2K'^2) = \frac{d\delta^{**}}{dx},$$

ce qui est bien l'expression du théorème des quantités de mouvement pour un écoulement sans gradient de pression.

Appliquons maintenant cette façon de voir à un écoulement avec gradient de pression :

On a toujours :

$$\frac{u}{V} = 1 + K' \text{Log } \frac{y}{\delta}.$$

ψ étant la fonction de courant :

$$\psi_y = \int_0^y u dy = V \delta \int_0^\zeta f\left(\frac{y}{\delta}\right) d\left(\frac{y}{\delta}\right) = V \delta F,$$

avec :

$$f\left(\frac{y}{\delta}\right) = \frac{u}{V} \quad \text{et} \quad F = \int_0^\zeta f d\zeta,$$

$$u = \frac{d\psi}{dy} = V f,$$

mais $\frac{du}{dx}$ est différent de ce qu'il est quand $\frac{dp}{dx} = 0$:

$$\frac{du}{dx} = V \frac{df}{dx} + f \frac{dV}{dx} = -V \frac{df}{d\zeta} \zeta \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} + f \frac{dV}{dx},$$

$$\frac{du}{dy} = V \frac{df}{dy} = \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta},$$

$$v = -\frac{d\psi}{dx} = -\frac{d(V\delta F)}{dx}$$

$$= -\left[VF \frac{d\delta}{dx} + V\delta \frac{dF}{dx} + \delta F \frac{dV}{dx} \right]$$

$$= -\left[VF \frac{d\delta}{dx} - V\delta f \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} + \delta F \frac{dV}{dx} \right],$$

$$v = V \frac{d\delta}{dx} [\zeta f - F] - \delta F \frac{dV}{dx}.$$

L'équation du mouvement est ici :

$$\rho \left(u \frac{du}{dx} + v \frac{du}{dy} \right) = \frac{d\tau}{dy} - \frac{dp}{dx}.$$

En suivant le même processus, on a :

$$u \frac{du}{dx} + v \frac{du}{dy} = \frac{d \left(A \frac{du}{dy} \right)}{dy} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}.$$

En remplaçant chaque terme par sa valeur trouvée plus haut :

$$Vf \left(-V \frac{df}{d\zeta} \zeta \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} + f \frac{dV}{dx} \right) + \left[V \frac{d\delta}{dx} (\zeta f - F) - \delta F \frac{dV}{dx} \right] \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta} = \frac{d \left(A \frac{V}{\delta} \frac{df}{d\zeta} \right)}{dy} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx},$$

$$Vf^2 \frac{dV}{dx} - VF \frac{dV}{dx} \frac{df}{d\zeta} - \frac{V^2}{\delta} \frac{d\delta}{dx} F \frac{df}{d\zeta} = \frac{V}{\delta^2} \frac{d \left(A \frac{df}{d\zeta} \right)}{d\zeta} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx},$$

$$\delta^2 f^2 \frac{dV}{dx} - \delta^2 F \frac{dV}{dx} \frac{df}{d\zeta} - V\delta \frac{d\delta}{dx} F \frac{df}{d\zeta} = \frac{d \left(A \frac{df}{d\zeta} \right)}{d\zeta} - \frac{\delta^2}{\rho V} \frac{dp}{dx}.$$

Multiplions par $d\zeta$ et intégrons de ζ à 1 :

$$\delta^2 \frac{dV}{dx} \int_{\zeta}^1 f^2 d\zeta - \delta^2 \frac{dV}{dx} \int_{\zeta}^1 F \frac{df}{d\zeta} d\zeta - V\delta \frac{d\delta}{dx} \int_{\zeta}^1 F \frac{df}{d\zeta} d\zeta$$

$$= \int_{\zeta}^1 \frac{d \left(A \frac{df}{d\zeta} \right)}{d\zeta} d\zeta - \frac{\delta^2}{\rho V} \frac{dp}{dx} \int_{\zeta}^1 d\zeta.$$

On a, par définition :

$$g(\zeta) = \frac{1}{\frac{df}{d\zeta}} \int_{\zeta}^1 F \frac{df}{d\zeta} d\zeta,$$

done :

$$\delta^2 \frac{dV}{dx} \int_{\zeta}^1 f^2 d\zeta - \delta^2 \frac{dV}{dx} \frac{df}{d\zeta} g(\zeta) - V \delta \frac{d\delta}{dx} \frac{df}{d\zeta} g(\zeta) = -A \frac{df}{d\zeta} - \left(\frac{\delta^2}{\rho V} \frac{dp}{dx} \right) (1 - \zeta).$$

Divisons par $\frac{df}{d\zeta} V \delta \frac{d\delta}{dx}$:

$$\frac{\delta \frac{dV}{dx}}{V \frac{df}{d\zeta} \frac{d\delta}{dx}} \int_{\zeta}^1 f^2 d\zeta - \frac{\delta \frac{dV}{dx}}{V \frac{d\delta}{dx}} g(\zeta) - g(\zeta) = -\frac{A}{V \delta \frac{d\delta}{dx}} - \frac{\delta}{\rho V^2} \frac{\frac{dp}{dx}}{\frac{df}{d\zeta} \frac{d\delta}{dx}} (1 - \zeta),$$

$$\frac{A}{V \delta \frac{d\delta}{dx}} = g(\zeta) \left[1 + \frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} \right] + \left[\frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} \frac{1}{\frac{df}{d\zeta}} \right] \left[(1 - \zeta) - \int_{\zeta}^1 f^2 d\zeta \right] = \Theta.$$

Connaissant A (ou $\frac{\varepsilon}{\rho}$), on peut obtenir immédiatement l et $\frac{\tau}{\tau_0}$.

Nous allons passer directement au calcul de τ_0 qui sert de vérification (en gardant toujours l'hypothèse d'une distribution logarithmique des vitesses) :

$$\tau_0 = \left| \rho V \delta \frac{d\delta}{dx} \Theta \frac{du}{dy} \right|_{y=0},$$

ou :

$$\frac{\tau_0}{\rho V^2} = \frac{1}{V} \cdot \delta \frac{d\delta}{dx} \left| \Theta \frac{du}{dy} \right|_{y=0} = K' \frac{d\delta}{dx} \left| \Theta \frac{1}{\zeta} \right|_{\zeta=0}.$$

Le problème revient à chercher la valeur de $\frac{1}{\zeta} \Theta$ pour $\zeta = 0$, soit :

$$\frac{\tau_0}{\rho V^2 K' \frac{d\delta}{dx}} = \left| \frac{g(\zeta)}{\zeta} \left[1 + \frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} \right] + \left[\frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} \frac{1}{K'} \right] \left[(1 - \zeta) - \int_{\zeta}^1 f^2 d\zeta \right] \right|_{\zeta=0}.$$

Calculons :

$$\begin{aligned} \int_0^1 (1 + K' \text{Log } \zeta)^2 d\zeta &= \int_0^1 d\zeta + \int_0^1 2 K' \text{Log } \zeta d\zeta + \int_0^1 K'^2 (\text{Log } \zeta)^2 d\zeta \\ &= 1 - 2 K' + 2 K'^2, \end{aligned}$$

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{\tau_0}{\rho V^2 K' \frac{d\delta}{dx}} &= (1 - 2 K') \left[1 + \frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} \right] + \left[\frac{\frac{1}{K'} \frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} \right] (2 K' - 2 K'^2), \\ \frac{\tau_0}{\rho V^2} &= \frac{d\delta}{dx} (K' - 2 K'^2) + \frac{\delta}{V} \frac{dV}{dx} (3 K' - 4 K'^2) \\ &\quad - \frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{1}{V} \frac{dV}{dx} (\delta^* + 2 \delta^{**}), \end{aligned}$$

ce qui est bien la formule déduite du théorème des quantités de mouvement qui s'écrit sous la forme classique :

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{d}{dx} \int_0^\delta (V^2 - u^2) dy - V \frac{d}{dx} \int_0^\delta (V - u) dy.$$

Tous ces calculs ont été faits dans l'hypothèse d'un courant plan; ils sont donc, théoriquement, inapplicables pour un diffuseur. Cependant, avec l'approximation d'une épaisseur de couche limite faible par rapport au rayon du tuyau, nous allons les appliquer au cas du diffuseur de 7° de façon à avoir une idée de la forme des courbes de $\frac{\varepsilon}{\rho}$, l et $\frac{\tau}{\tau_0}$

dans ces écoulements avec gradient de pression. En nous plaçant en $\frac{x}{R_0} = 2$, on a :

$$\frac{\delta}{R_0} = 0,038 \frac{x}{R_0} + 0,005 \left(\frac{x}{R_0} \right)^2 = 0,096 \quad \text{soit} \quad \frac{\delta}{R} = 0,085;$$

l'épaisseur de la couche limite n'est que 8,5 % du rayon du diffuseur.

Calculons $\frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}}$ en nous ramenant aux coordonnées sans dimensions habituelles :

$$\frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} = \frac{\frac{V_0}{V} \frac{d\left(\frac{V}{V_0}\right)}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)}}{\frac{R_0}{\delta} \frac{d\left(\frac{\delta}{R_0}\right)}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)}};$$

$$\frac{V}{V_0} = 0,819; \quad \frac{d\left(\frac{V}{V_0}\right)}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)} = -0,0785; \quad \frac{\delta}{R_0} = 0,096; \quad \frac{d\left(\frac{\delta}{R_0}\right)}{d\left(\frac{x}{R_0}\right)} = 0,058,$$

d'où :

$$\frac{\frac{1}{V} \frac{dV}{dx}}{\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx}} = -0,159.$$

Il faut calculer séparément :

$$\int_{\zeta}^1 f^2 d\zeta = \int_{\zeta}^1 (1 + K' \text{Log } \zeta)^2 d\zeta.$$

On trouve :

$$(1 - \zeta) + 2 K' [-\zeta \text{Log } \zeta - 1 + \zeta] + K'^2 [-\zeta (\text{Log } \zeta)^2 - 2 (-\zeta \text{Log } \zeta - 1 + \zeta)].$$

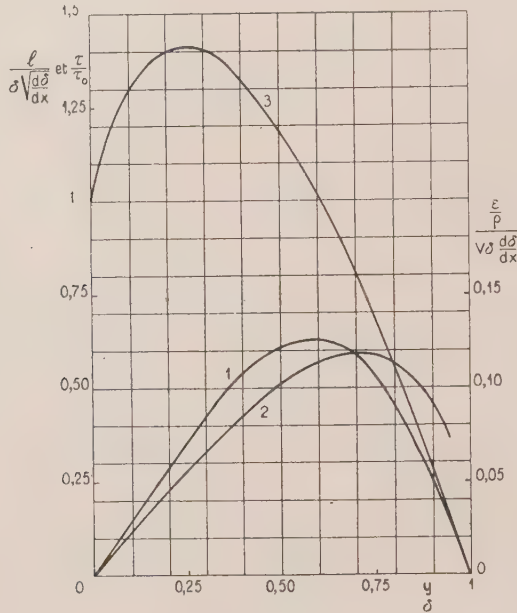


Fig. 100

$$1 \frac{\varepsilon/\rho}{V \delta \frac{d\delta}{dx}}; \quad 2 \frac{l}{\delta \sqrt{\frac{d\delta}{dx}}}; \quad 3 \frac{\tau}{\tau_0}$$

L'application numérique nous a donné les courbes de la *figure 100*. Nous y avons gardé les mêmes échelles que précédemment, de façon à permettre les comparaisons.

On remarquera une diminution des valeurs de $\frac{\varepsilon/\rho}{V \delta \frac{d\delta}{dx}}$ et de $\frac{l}{\delta \sqrt{\frac{d\delta}{dx}}}$, ainsi qu'un déplace-

ment du maximum de ces deux courbes vers l'extérieur de la couche limite. La courbe $\frac{\tau}{\tau_0}$ passe par un maximum supérieur à 1, fait déjà constaté par divers auteurs, en particulier GRUSCHWITZ (*Écoulements avec gradient de pression* : cf. Ing. Archiv., 1931, p. 335).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. TOUSSAINT. — *Cours de Technique Aéronautique* professé à la Faculté des Sciences de Paris.
 - [2] P. REBUFFET. — *Aérodynamique expérimentale*, Ch. Béranger, Paris, 1945.
 - [3] M. GIQUEAUX. — *Mécanique des Fluides théorique*, Ch. Béranger, Paris, 1945.
 - [4] PATTERSON. — *Modern Diffuser Design*, Aircraft Engineering, septembre 1938.
 - [5] RAS. — *Étude de la couche limite aspirée*, Thèse de Doctorat, Paris, 1945.
 - [6] MAILLART. — *L'aspiration de la couche limite, son application aux souffleries aérodynamiques* (C.N.A.F., 1945).
 - [7] VEDERNIKOFF. — *Bulletin n° 21 de l'Institut Aéro-hydrodynamique « Zagi » de Moscou*, 1926.
 - [8] A. RIFFART. — *V.D.I.*, n° 257 (1922).
 - [9] MARGOULIS. — *Recherches sur les diffuseurs et l'aspiration de la couche limite*, La Technique aéronautique, 1934.
 - [10] GRUSCHWITZ. — *Écoulements avec gradient de pression*, Ing. Archiv., 1931.
 - [11] DEMONTIS. — *Sur l'écoulement de l'air dans un diffuseur*, Journées Scientifiques et Techniques de Mécanique des Fluides, Tome 2, 1935.
 - [12] JAMIN. — *Les diffuseurs courts à corps central* (P.S.T. n° 172).
 - [13] BAKHMÉTEFF. — *Mécanique de l'écoulement turbulent des fluides*, traduit par A. JORISSEN, Dunod, 1941.
 - [14] VILLEY. — *Calcul des Souffleries à grande vitesse*.
 - [15] Luigi CROCCO. — *Gallerie Aerodinamica per alte velocità*, Aerotecnica, 1935 (mars-juillet-août).
 - [16] Neil P. BAILEY. — *La thermodynamique de l'air aux grandes vitesses*, trad. S.D.I.T. n° 3569, par le Capitaine E. LEYGUE.
-

APPENDICE

Nous donnons ici, en plus des résultats expérimentaux déjà signalés, les valeurs numériques les plus importantes correspondant aux expériences effectuées ainsi que quelques résultats complémentaires.

CHAPITRE 2,1

Expériences faites à la soufflerie de 0,50 m avec diverses formes de fentes :

Fente A. — 6 mm

Notations :

v_0 : vitesse dans la veine (en m/s);

$p_{00} - p_{75}$: pression atmosphérique — pression statique dans le diffuseur au diamètre $\varnothing = 75$ cm;

W_0 : énergie cinétique dans la veine (kgm/s);

T : traction d'hélice en kg;

V : vitesse moyenne dans le plan d'hélice (m/s);

ρ_b : coefficient de buse (sans correction du débit de la fente).

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{\frac{\rho}{2} V_0^3}$	W_0	T	$T.V.$	ρ_b
19,16	0,516	99,4	0,79	2,3	4,17
14,78	0,465	39,6	2,25	10,3	3,85
20,66	0,445	108,7	4,4	28	3,88
26,18	0,416	217,8	6,93	56,2	3,87
27,40	0,398	253,0	7,5	63,5	3,98
28,50	0,404	285,0	7,96	70,2	4,06
29,10	0,400	303	8,15	73,3	4,13
30,40	0,405	346	9,08	85,4	4,06
31,42	0,400	381,5	9,91	96,5	3,96
32,40	0,400	418	10,49	105	3,97
31,92	0,400	400	10,21	100,7	3,97
31,18	0,398	374	9,36	91	4,10
30,00	0,392	332	8,8	81,6	4,06
28,26	0,416	278	7,86	68,5	4,06
27,22	0,411	248	7,30	61,3	4,05
23,85	0,417	167	5,8	42,7	3,91
18,18	0,431	74,4	3,52	19,6	3,79
12,32	0,446	22,9	1,59	6,1	3,78

Fente A. — 6 mm avec chambre de tranquillisation, filtre et grillage

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{2} V_0^2$	W_0	T	$T.V.$	p_b
8,4		7,3	0,84	2,18	3,35
13,8		32,3	2,44	9,22	3,50
18,6		78	4,64	26,7	2,93
23,44	0,482	158	7,11	51,5	3,07
24,46	0,486	179,5	7,76	58,5	3,07
25,5	0,480	204	8,33	65,6	3,06
26	0,485	216	8,6	69	3,13
27	0,484	243	9,36	78	3,12
28	0,478	270	10,1	87,2	3,09
29,1	0,472	303	10,97	98,7	3,06
28,6	0,477	289	10,6	94	3,07
27,65	0,480	262	10	85,5	3,07
26,58	0,485	232	9,21	75,6	3,07
25,3	0,486	200	8,2	64,2	3,12
24,2	0,482	174,5	7,72	57,75	3,02
21,2		117	6,05	39,6	2,96
16,2		52,2	3,7	18,5	2,82
10,86		15,7	1,64	5,5	2,86

Diffuseur sans fente

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{2} V_0^2$	W_0	T	$T.V.$	p_b
9,01		9	1,03	2,87	3,14
14		33,8	2,53	10,95	3,08
19,3		88,8	4,78	28,5	3,12
24,25	0,575	175	7,54	56,5	3,10
24,95	0,610	190	8,14	62,7	3,04
26,25	0,589	222	8,7	71,2	3,12
26,5	0,615	229	8,99	73,6	3,11
27,64	0,603	260	9,36	80,1	3,24
29	0,580	300	10,2	91,5	3,28
29,88	0,591	327	10,9	100,9	3,24
29,42	0,594	314	10,68	97,1	3,24
28,15	0,634	275	9,74	84,7	3,25
27,15	0,606	245	9,08	76,3	3,21
25,65	0,595	207,5	8,47	67,2	3,09
24,80	0,616	187,5	7,95	61	3,08
21,6	0,637	124,5	6,18	41,3	3,02
16,66		57	3,7	19,1	2,99
11,4		18,2	1,78	6,28	2,90

Fente B. — 1,5 mm

V_0	$\frac{p_{00} - p_{18}}{2} V_0^2$	W_0	T	T.V.	ρ_b
11,8	0,602	23	1,49	5,43	4,23
14,7	0,531	38,2	2,43	9,8	3,9
19,7	0,558	94,5	4,54	27,6	3,44
24,7	0,611	185,5	7,4	56,5	3,28
26,1	0,624	219	7,95	64,1	3,42
27,4	0,573	253	8,34	70,5	3,59
28,1	0,565	272	8,62	75	3,62
28,9	0,583	297	9,45	84,4	3,52
30,1	0,553	336	10,4	96,7	3,47
31,1	0,532	370	11,15	104,5	3,54
30,5	0,594	350	11,32	106,7	3,28
30,1	0,538	336	10,4	96,7	3,48
29,4	0,531	313	9,16	83,25	3,76
27,3	0,600	252	8,52	72	3,5
26,4	0,535	238	7,67	62,6	3,8
23,4	0,544	157	6,08	44	3,57
17,6	0,587	96	3,83	20,8	4,77
11,9	0,528	20,8	1,68	6,2	3,45

Fente B. — 3 mm

V_0	$\frac{p_{00} - p_{18}}{2} V_0^2$	W_0	T	T.V.	ρ_b
9,01	0,584	9	0,75	2,09	4,3
14,93	0,527	41	2,44	11,25	3,64
20,3	0,476	103	4,4	27,6	3,72
25,6	0,485	207	6,7	53	3,9
26,85	0,477	238,5	7,3	60,7	3,92
28,22	0,466	276	7,96	67	4,12
28,42	0,475	283	8,15	71,15	3,95
29,64	0,446	322	8,71	80	4,02
30,82	0,440	337	9,27	88,2	3,81
32	0,435	405	10,4	103	3,93
31,5	0,436	386	9,84	95,5	4,05
30,55	0,435	352	9,27	87,5	4,02
29,42	0,454	314	8,52	77,5	4,05
28,15	0,445	273	8,05	70	3,90
26,25	0,451	182	7,12	57,7	3,14
23,08	0,456	152,5	5,25	37,4	4,07
17,8	0,469	70	3,37	18,55	3,78
11,9	0,533	20,8	1,5	5,53	3,96

Fente B. — 5,5 mm

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{2} V_0^3$	W_0	T	T.V.	ρ_b
9,16	0,500	9,5	0,843	2,38	4
14,92	0,466	41,2	2,39	11,05	3,73
20,64	0,432	108,5	4,45	28,4	3,72
26,16	0,403	220	6,79	54,8	4
27,16	0,402	246	7,35	61,7	3,88
28,36	0,400	279	8	70	3,99
29,08	0,409	302	8,48	76,2	3,96
29,9	0,388	330	8,76	81	4,07
31	0,395	367	9,4	90	4,07
31,82	0,400	399	10,34	101,6	3,93
31,62	0,386	390	9,89	96,6	4,03
30,36	0,391	344	8,94	84,6	4,06
29,55	0,388	318	8,39	76,6	4,15
27,6	0,402	258	7,42	63,2	4,07
26,25	0,412	224	7,16	58,2	3,84
23,25	0,413	154,5	5,57	40,2	3,84
17,82	0,413	68,2	3,23	20	3,42
11,91	0,476	8,6	1,68	6,2	1,39

Fente B. — 7,5 mm

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{2} V_0^3$	W_0	T	T.V.	ρ_b
9	0,500	8,95	0,70	1,95	4,58
14,7	0,437	39	2,2	10	3,9
20,6	0,397	107,5	4,3	27,65	3,89
25,7	0,388	208	6,55	52	4
26,9	0,393	239	7,06	58,6	4,06
28,2	0,322	275	7,80	68	4,04
28,8	0,379	294	8,09	72	4,08
30,0	0,382	332	8,27	76,7	4,34
31,2	0,380	374	9,67	93,2	4,01
32,7	0,374	431	10,6	107	4,03
31,7	0,360	391	9,86	96,5	4,05
30,9	0,369	363	9,36	89,3	4,06
29,6	0,374	320	8,24	75,4	4,24
27,9	0,376	267	7,72	66,5	4,02
26,3	0,380	223	6,93	59,6	3,78
23,2	0,375	154	5,38	38,5	4
17,8	0,417	69,7	3,51	19,3	3,61
11,62	0,440	19,4	1,59	5,71	3,40

Fente B. — 10,5 mm

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{2 V_0^2}$	W_0	T	T.V.	ρ_b
9,01	0,484	8,92	0,75	2,08	4,28
14,7	0,431	39,2	2,15	9,75	4,02
20,68	0,386	109	4,35	36	3,3
25,8	0,378	212	6,46	51,5	4,11
26,5	0,375	230	7,02	57,5	4
28,15	0,384	274	7,77	67,5	4,06
28,7	0,377	291,5	7,95	70,5	4,12
29,6	0,369	319,5	8,52	78	4,1
30,8	0,378	360	9,27	88,2	4,07
31,65	0,371	390	10	97,8	4
30,8	0,378	360	9,46	90	4
29,75	0,375	324	8,7	80	4,05
28,86	0,380	295	8,24	73,5	4,01
27,2	0,373	248	7,4	62,2	3,98
26	0,376	176	6,74	54	3,82
22,8	0,394	146	5,05	35,6	4,1
17,41	0,400	65	3,04	16,4	3,96
12,1	0,445	22,2	1,4	5,25	4,22

Fente B. — 17 mm

V_0	$\frac{p_{00} - p_{75}}{2 V_0^2}$	W_0	T	T.V.	ρ_b
8,06	0,625	6,45	0,936	2,33	2,76
13,25	0,615	28,7	2,71	11,1	2,5
20,08	0,400	100	4,31	27,7	3,61
25,7	0,378	209	6,92	55	3,77
26,4	0,389	226	7,21	58,8	3,85
27,4	0,379	253	7,82	66,3	3,82
28,2	0,380	276	8,28	72	3,83
29,1	0,384	304	8,83	79,5	3,82
30,2	0,378	339	9,55	89	3,81
31,3	0,374	342	10,34	100	3,42
30,8	0,383	327	10,08	96	3,41
29,3	0,378	309	9,08	82,2	3,76
28,7	0,374	291	8,42	74,7	3,89
26,9	0,384	249,5	7,67	63,8	3,92
25,6	0,392	206	7,02	55,5	3,71
22,7	0,395	144	5,42	38	3,79
16,05	0,500	51	3,56	17,65	2,89
10,07	0,533	12,55	1,73	5,48	2,29

Fente C. — 4 mm

V ₀	W ₀	T	T.V.	p _b
8,6	7,85	0,94	2,45	3,2
14	33,7	2,3	9,97	3,38
19,3	88,5	4,36	26	3,41
24,4	179,5	6,6	49,7	3,6
25,9	214	7,54	60,3	3,54
26,7	235	7,72	63,7	3,68
27,4	254	8,46	71,7	3,53
28,2	276	9,12	79,5	3,47
29,6	320	9,6	87,7	3,65
30,7	356	10,35	98,2	3,62
30,2	340	10,15	95	3,58
29,4	313	9,4	85,5	3,68
28	270	8,93	77,2	3,5
26,6	231	7,55	62	3,72
25,4	204	7,25	57	3,58
22,5	138	5,76	49	3,45
17,4	65,2	3,42	18,4	3,54
11,9	20,8	1,55	5,7	3,65

Fente C. — 6 mm

V ₀	W ₀	T	T.V.	p _b
8,20	6,45	0,94	2,37	2,72
13,75	32	2,15	9,12	3,5
18,36	76,2	4,21	22,8	3,34
23,10	152	6,47	46,3	3,28
24,10	172	7,03	52,5	3,28
25,30	201	7,59	59,5	3,38
25,7	209	7,77	62	3,37
27	244	8,34	69,6	3,5
28,1	273	9,0	78,2	3,5
29,4	313	9,74	88,5	3,54
28,8	295	9,56	85	3,47
28	270	8,7	75,2	3,59
27	243	8,05	67,2	3,62
25,2	197	7,4	57,7	3,41
24,4	149	6,84	51,6	3,47
21,2	118	5,34	35	3,37
16,6	56,5	3,18	16,4	3,46
11	16,5	1,31	4,5	3,7

Fente C. — 10 mm

V ₀	W ₀	T	T. V.	ρ _b
8,2	6,45	0,94	2,37	2,72
12,7	25,2	2,15	7,44	3,38
18	71,7	4,4	21,5	2,93
22,9	147,5	6,55	46,3	3,18
25,8	210	8,34	66,5	3,16
26,2	227	8,43	68,4	3,24
26,7	234	8,9	73,4	3,19
27,2	248	9,27	78	3,16
27,7	263	9,65	82,6	3,18
28,2	275	9,83	85,8	3,21
28	270	9,56	82,7	3,26
27,5	258	9,27	79,2	3,25
27,1	246	8,99	75,2	3,27
26,2	221	8,24	66,7	3,31
26	216	8,33	67	3,23
20,6	108	5,34	34	3,16
15,6	46,7	3,37	16,25	2,87
10,7	15,1	1,5	5,6	2,7

Débit des fentes. — Premier diffuseur 8°/30°

$$f_1 = 3; \quad f_2 = 2$$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Q_{f_1} (l/s)	Q_{f_2}	ΣQ_f	Q_0 (l/s)	$\frac{p_0}{p_{00}}$	Q^+	$\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	M_0
0,202	28,42	17,9	46,32	234	0,851	199	0,233	0,575
0,216	29,40	18,45	47,85	241,5	0,84	203	0,235	0,6
0,229	29,9	18,9	48,80	250	0,83	208	0,235	0,62
0,243	30,6	19,3	49,9	258	0,82	211,5	0,234	0,64
0,256	31,32	19,72	51,04	265	0,81	215	0,238	0,66
0,270	31,96	19,95	51,91	272,8	0,80	218,6	0,2395	0,68
0,283	32,42	20,50	52,92	280,7	0,789	221,5	0,2395	0,705
0,297	33,10	20,75	53,85	288	0,778	244,5	0,240	0,725
0,310	33,40	21,18	54,58	295,3	0,767	226	0,2418	0,745
0,324	34,08	21,36	55,44	303	0,756	229	0,2425	0,765
0,337	34,70	21,62	56,32	309,3	0,746	231	0,2438	0,785
0,351	35,16	22,00	57,16	318	0,735	234	0,2445	0,808
0,364	35,56	22,65	58,21	324	0,724	234,8	0,249	0,825
0,378	36,36	23,16	59,52	330,8	0,713	236	0,252	0,845
0,391	37,8	25,9	63,70	338	0,703	238	0,268	0,87

Débit des fentes. — Premier diffuseur 8°/30°

$$f_1 = 2; \quad f_2 = 1$$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Q_{f_1}	Q_{f_2}	ΣQ_f	Q_0	$\frac{p_0}{p_{00}}$	Q^+	$\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	M_0
0,202	16,89	9,00	25,89	234	0,851	199	0,130	0,575
0,216	17,31	9,80	27,11	241,5	0,84	203	0,133	0,6
0,229	17,69	10,61	28,30	250	0,83	208	0,136	0,62
0,243	18,02	11,78	29,80	258	0,82	211,5	0,141	0,64
0,256	18,42	12,53	30,95	265	0,81	215	0,144	0,66
0,270	19,01	13,38	32,39	272,8	0,80	218,6	0,148	0,68
0,283	19,30	14,30	33,60	280,7	0,789	221,5	0,152	0,705
0,297	19,50	15,01	34,51	288	0,778	244,5	0,153	0,725
0,310	19,81	15,90	35,71	295,3	0,767	226	0,158	0,745
0,324	20,10	16,58	36,68	303	0,756	229	0,160	0,765
0,337	20,52	17,20	37,72	309,3	0,746	231	0,163	0,785
0,351	20,80	17,88	38,68	318	0,735	234	0,165	0,808
0,364	21,16	18,48	39,64	324	0,724	234,8	0,169	0,825
0,378	21,62	19,08	40,70	330,8	0,713	236	0,172	0,845
0,391	22,78	19,68	42,46	338	0,703	238	0,178	0,87

Débit des fentes. — Deuxième diffuseur 8°/30°

$$f_1 = 2,6; \quad f_2 = 1,2$$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Q_{f_1}	Q_{f_2}	ΣQ_f	Q_0	$\frac{p_0}{p_{00}}$	Q^+	$\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	M_0
0,202	27,10	6,85	33,95	234	0,851	199	0,1703	0,575
0,216	27,82	7,00	34,82	241,5	0,84	203	0,172	0,6
0,229	28,40	7,30	35,70	250	0,83	208	0,172	0,62
0,243	29,10	7,60	36,70	258	0,82	211,5	0,1737	0,64
0,256	29,50	7,74	37,24	265	0,81	215	0,1735	0,66
0,270	30,20	7,87	38,07	272,8	0,80	218,6	0,174	0,68
0,283	30,90	7,94	38,84	28,07	0,789	221,5	0,1757	0,705
0,297	31,20	8,00	39,20	288	0,778	244,5	0,1743	0,725
0,310	32,00	8,22	40,22	295,3	0,767	226	0,1780	0,745
0,324	32,40	8,40	40,80	303	0,756	229	0,1780	0,765
0,337	32,80	8,52	41,32	309,3	0,746	231	0,1788	0,785
0,351	33,20	8,64	41,84	318	0,735	234	0,1788	0,808
0,364	33,60	8,84	42,44	324	0,724	234,8	0,1805	0,825
0,378	34,30	9,00	43,30	330,8	0,713	236	0,1838	0,845
0,391	35,80	9,25	45,05	338	0,703	238	0,1895	0,87

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du premier 8°/30°, fentes fermées

[k_{int} est la valeur de k lue sur la courbe $k = f(M_0)$]

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho}{2} V_0^2}{p_{00}}$	k	M_0	$\frac{p_0}{p_{00}}$	k_{int}	ρ_b
0,205	0,186	0,1562	0,580	0,852	0,162	7,22
0,219	0,200	0,164	0,605	0,837	0,162	7,37
0,233	0,213	0,1608	0,625	0,828	0,162	7,44
0,246	0,223	0,1565	0,645	0,817	0,1623	7,53
0,260	0,234	0,1625	0,67	0,806	0,1628	7,62
0,274	0,244	0,1625	0,69	0,796	0,1636	7,67
0,288	0,254	0,167	0,715	0,785	0,1655	7,70
0,301	0,264	0,1665	0,73	0,775	0,1675	7,71
0,315	0,274	0,175	0,755	0,764	0,1765	7,68
0,328	0,283	0,1766	0,775	0,753	0,174	7,62
0,342	0,292	0,1784	0,795	0,742	0,178	7,58
0,356	0,302	0,1787	0,815	0,731	0,1825	7,50
0,369	0,311	0,183	0,835	0,721	0,189	7,34
0,383	0,319	0,2104	0,855	0,709	0,200	7,04

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du premier diffuseur 8°/30°

$$(f_1 = 3; \quad f_2 = 2)$$

$\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho}{2} V_0^2}{p_{00}}$	$\frac{\Delta p}{p_{00}}$	k	M_0	M_0	$k \left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+} \right)$	ρ_b
0,205	0,189	0,0205	0,1085	0,58	0,58	0,1327	8,87
0,218	0,200	0,0218	0,109	0,605	0,60	0,1328	8,96
0,232	0,212	0,0229	0,1093	0,625	0,62	0,1330	9,05
0,246	0,223	0,0235	0,1053	0,646	0,64	0,1332	9,14
0,259	0,232	0,0252	0,1087	0,668	0,66	0,1335	9,23
0,273	0,244	0,0260	0,1066	0,688	0,68	0,1341	9,20
0,287	0,254	0,0280	0,1100	0,71	0,70	0,1349	9,37
0,300	0,263	0,0286	0,1089	0,73	0,72	0,1358	9,44
0,314	0,273	0,0307	0,1123	0,752	0,74	0,1372	9,46
0,328	0,283	0,0321	0,1133	0,772	0,76	0,1386	9,48
0,342	0,292	0,0337	0,1152	0,792	0,78	0,1404	9,48
0,354	0,300	0,0348	0,116	0,811	0,80	0,1432	9,41
0,366	0,308	0,0369	0,1197	0,83	0,82	0,1473	9,30
0,380	0,317	0,041	0,1292	0,85	0,84	0,1550	8,99
0,390	0,324	0,045	0,139	0,865	0,86	0,1690	8,38

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du premier diffuseur 8°/30°

$$(f_1 = 2; \quad f_2 = 1)$$

$\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho}{2} V_0^2}{p_{00}}$	$\frac{\Delta p}{p_{00}}$	k	M_0	$k \left(1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+} \right)$	ρ_b
0,202	0,187	0,0202	0,1082	0,575	0,1230	9,53
0,216	0,199	0,0218	0,1092	0,600	0,1249	9,53
0,230	0,210	0,0230	0,1095	0,620	0,1262	9,55
0,243	0,221	0,0250	0,1132	0,642	0,1283	9,51
0,256	0,231	0,0266	0,1151	0,662	0,1300	9,49
0,270	0,241	0,0277	0,1148	0,685	0,1303	9,50
0,284	0,251	0,0297	0,1184	0,702	0,1340	9,45
0,297	0,261	0,0317	0,1215	0,727	0,1375	9,35
0,311	0,271	0,0335	0,1235	0,747	0,1400	9,32
0,324	0,290	0,0347	0,1237	0,767	0,1435	9,20
0,338	0,289	0,0360	1,1246	0,788	0,1482	9,04
0,351	0,298	0,0392	0,1314	0,808	0,1540	8,84
0,365	0,307	0,0426	0,1387	0,828	0,1610	8,57
0,378	0,316	0,0466	0,1474	0,848	0,1712	8,19
0,392	0,325	0,0568	0,1745	0,870	0,2040	7,00

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du deuxième diffuseur 8°/30°

$$(f_1 = 2,6; \quad f_2 = 1,2)$$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}}$	$\frac{\Delta p}{p_{00}}$	k	M_0	M_0	$1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	ρ_b
0,202	0,187	0,0223	0,1192	0,575	0,58	1,171	8,46
0,216	0,199	0,0232	0,1167	0,600	0,60	1,1719	8,56
0,2295	0,210	0,0256	0,1216	0,620	0,62	1,1727	8,66
0,2433	0,221	0,0264	0,1196	0,642	0,64	1,1733	8,75
0,2564	0,231	0,0274	0,1184	0,662	0,66	1,1740	8,85
0,2700	0,241	0,0284	0,1774	0,685	0,68	1,1749	8,92
0,2835	0,251	0,0299	0,119	0,702	0,70	1,1758	8,99
0,2792	0,261	0,0315	0,1204	0,727	0,72	1,1765	9,05
0,311	0,271	0,0336	0,1238	0,747	0,74	1,1772	9,08
0,324	0,290	0,0356	0,1226	0,767	0,76	1,1780	9,12
0,3375	0,289	0,0360	0,1246	0,788	0,78	1,1788	9,13
0,351	0,298	0,0379	0,1271	0,808	0,80	1,1796	9,05
0,3648	0,307	0,0406	0,1321	0,828	0,82	1,1801	8,91
0,378	0,316	0,0447	0,1411	0,848	0,84	1,1820	8,57
0,3918	0,325	0,0525	0,1619	0,870	0,86	1,1868	7,94

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du premier 8°/30°, fentes fermées

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}}$	$\frac{\rho_0}{2} V_0^2$	Δp	k	M_0	M_0	k	$\frac{\rho_0}{\rho_{00}}$	ρ_b
		(mm Hg)	(mm Hg)						
0,0133	0,0133	10	1,4	0,14	0,133	0,10	0,142	0,993	7,10
0,0266	0,0266	20	2,9	0,145	0,195	0,15	0,14	0,988	7,05
0,0399	0,0390	29,4	4,2	0,143	0,240	0,20	0,146	0,980	7,0
0,0531	0,051	38,4	5,8	0,151	0,278	0,25	0,148	0,969	6,98
0,0665	0,064	48,2	7,0	0,145	0,314	0,30	0,150	0,956	6,98
0,0997	0,095	71,2	11,0	0,155	0,388	0,35	0,152	0,941	7,00
0,133	0,126	95,0	14,5	0,153	0,455	0,40	0,154	0,923	7,04
0,166	0,155	116,8	18,0	0,154	0,515	0,45	0,156	0,905	7,09
0,199	0,184	138,5	21,8	0,157	0,570	0,50	0,158	0,884	7,17
						0,55	0,160	0,863	7,25

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du 16°/30° fentes fermées

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}}$ (mm Hg)	Δp (mm Hg)	k	M_0
0,0133	0,0133	10	2,4	0,24	0,133
0,0266	0,0266	20	5	0,25	0,195
0,0399	0,0390	29,4	7	0,238	0,240
0,0531	0,051	38,4	9,1	0,237	0,278
0,0665	0,064	48,2	11,2	0,232	0,314
0,0997	0,095	71,2	16,8	0,236	0,388
0,133	0,126	95,0	22	0,232	0,455
0,166	0,155	116,8	28	0,240	0,515
0,199	0,184	138,5	35	0,252	0,570
0,2325	0,212	159,7	42	0,263	0,625
0,266	0,238	179	50,5	0,282	0,681
0,299	0,263	198	60,5	0,305	0,729
0,332	0,285	215	72	0,334	0,778
0,366	0,308	232	85,5	0,368	0,830

M_0	k	$\frac{\rho_0}{\rho_{00}}$	ρ_b
0,10	0,245	0,993	4,11
0,15	0,242	0,988	4,19
0,20	0,240	0,980	4,25
0,25	0,238	0,969	4,34
0,30	0,237	0,956	4,40
0,45	0,236	0,9405	4,50
0,40	0,235	0,923	4,61
0,35	0,236	0,905	4,69
0,50	0,240	0,884	4,72
0,55	0,246	0,8625	4,71
0,60	0,256	0,8395	4,66
0,65	0,270	0,816	4,54
0,70	0,290	0,790	4,36
0,75	0,312	0,765	4,19
0,80	0,334	0,7385	3,94
0,85	0,386	0,712	3,64

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du 24°/30° fentes fermées

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^2}{p_{00}}$ (mm Hg)	Δp (mm Hg)	k	M_0
0,0133	0,0133	10	4,1	0,41	0,133
0,0266	0,0266	20	8,2	0,41	0,195
0,0399	0,0390	29,4	12	0,408	0,240
0,0531	0,051	38,4	15,5	0,404	0,278
0,0665	0,064	48,2	19	0,394	0,314
0,0997	0,095	71,2	27	0,379	0,368
0,133	0,126	95,0	36	0,379	0,455
0,166	0,155	116,8	46,5	0,399	0,515
0,199	0,184	138,5	58,5	0,430	0,570
0,2325	0,212	159,7	75	0,469	0,625
0,266	0,238	179	92	0,514	0,681
0,299	0,263	198	110	0,556	0,729
0,332	0,285	215	130	0,605	0,778

M_0	k	$\frac{\rho_0}{\rho_{00}}$	ρ_b
0,10	0,424	0,993	2,38
0,15	0,416	0,988	2,43
0,20	0,410	0,980	2,49
0,25	0,404	0,969	2,56
0,30	0,397	0,956	2,63
0,35	0,392	0,9405	2,71
0,40	0,387	0,923	2,80
0,45	0,385	0,905	2,87
0,50	0,395	0,884	2,87
0,55	0,417	0,8625	2,78
0,60	0,450	0,8395	2,65
0,65	0,487	0,816	2,52
0,70	0,530	0,790	2,39
0,75	0,576	0,765	2,27
0,80	0,627	0,7385	2,16

Pertes de charge et coefficient d'utilisation du 30°, fentes fermées

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	$\frac{\frac{\rho_0}{2} V_0^3}{p_{00}}$	$\frac{\rho_0}{2} V_0^3$ (mm Hg)	Δp (mm Hg)	k	M_0
0,0133	0,0133	10	6	0,6	0,133
0,0266	0,0266	20	12	0,6	0,195
0,0399	0,0399	29,4	17,5	0,595	0,240
0,0531	0,051	38,4	23	0,60	0,278
0,0665	0,064	48,2	28,5	0,592	0,314
0,0997	0,095	71,2	41,7	0,585	0,388
0,133	0,126	95,0	54,5	0,573	0,455
0,166	0,155	116,8	70	0,600	0,515
0,199	0,184	138,5	87	0,638	0,570
0,2325	0,212	159,7	105,5	0,661	0,625
0,266	0,238	179	126	0,704	0,681
0,299	0,263	198	148	0,748	0,729
0,332	0,285	215	172	0,800	0,778

M_0	k	$\frac{\rho_0}{p_{00}}$	ρ_b
0,10	0,605	0,993	1,67
0,15	0,602	0,988	1,68
0,20	0,599	0,980	1,70
0,25	0,596	0,969	1,73
0,30	0,594	0,956	1,76
0,35	0,592	0,9405	1,79
0,40	0,590	0,923	1,84
0,45	0,590	0,905	1,87
0,50	0,596	0,884	1,90
0,55	0,616	0,8625	1,88
0,60	0,644	0,8395	1,85
0,65	0,680	0,816	1,80
0,70	0,721	0,790	1,75
0,75	0,767	0,765	1,71
0,80	0,820	0,7385	1,65

Pertes de charge, débit des fentes et coefficient de buse du 8°/30°

avec $f_1 = 2$; $f_2 = 1$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Δp (mm Hg)	k	M_0	ΣQ_f (l/s)	$\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$
0,0133	1	0,100	0,133	7,51	0,137
0,0266	2	0,100	0,195	11,18	0,141
0,0399	3	0,102	0,240	13,49	0,139
0,0531	4	0,104	0,278	14,96	0,134
0,0665	5	0,104	0,314	16,37	0,131
0,0977	7,5	0,105	0,388	19,77	0,134
0,133	10	0,105	0,455	22,01	0,131
0,166	12,5	0,107	0,515	23,92	0,130
0,199	15	0,108	0,570	25,89	0,131

M_0	k	$1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	ρ_b
0,10	0,100	1,141	8,91
0,15	0,100	1,139	8,90
0,20	0,101	1,138	8,89
0,25	0,102	1,136	8,91
0,30	0,103	1,135	8,95
0,35	0,104	1,133	9,00
0,40	0,105	1,132	9,10
0,45	0,106	1,131	9,21
0,50	0,107	1,130	9,35
0,55	0,108	1,132	9,46

Pertes de charge, débit des fentes et coefficient de buse du 16° 30'

avec $f_1 = 2,4$ et $f_2 = 0,6$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Δp (mm Hg)	k	M_0	ΣQ_f (l/s)	$\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	M_0	k	$1 + \frac{\Sigma Q}{Q^+}$	$\Sigma \epsilon$
0,0131	1,6	0,160	0,133	8,18	0,149	0,10	0,156	1,150	3,61
0,0262	3	0,150	0,195	11,58	0,146	0,15	0,155	1,148	3,70
0,0393	4,5	0,153	0,238	13,94	0,145	0,20	0,153	1,146	3,82
0,0524	5,6	0,146	0,277	15,56	0,140	0,25	0,151	1,143	3,98
0,0656	7	0,146	0,310	17,40	0,140	0,30	0,150	1,141	6,10
0,0985	10,5	0,146	0,386	20,97	0,143	0,35	0,149	1,140	6,24
0,131	14	0,148	0,450	24,03	0,143	0,40	0,149	1,141	6,37
0,164	18,5	0,157	0,510	27,23	0,148	0,45	0,150	1,143	6,44
0,197	25	0,170	0,565	29,83	0,152	0,50	0,153	1,146	6,38
0,230	30	0,187	0,620	32,80	0,158	0,55	0,166	1,150	6,07
0,262	37	0,207	0,672	35,63	0,165	0,60	0,180	1,156	5,73
0,295	47	0,237	0,723	38,47	0,172	0,65	0,197	1,162	5,35
0,328	57	0,264	0,772	41,04	0,179	0,70	0,222	1,169	4,88
0,361	69	0,298	0,822	44,20	0,188	0,75	0,250	1,176	4,45
						0,80	0,279	1,183	4,10
						0,85	0,320	1,197	3,67

Pertes de charge, débit des fentes et coefficient de buse du 24° 30'

avec $f_0 = 0,6$; $f_1 = 1,8$; $f_2 = 0,6$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Δp (mm Hg)	k	M_0	ΣQ_f (l/s)	$\frac{\Sigma Q_f}{Q^+}$	M_0	k	$1 + \frac{\Sigma Q}{Q^+}$	$\Sigma \epsilon$
0,0131	3	0,30	0,133	9,17	0,168	0,10	0,300	1,166	2,88
0,0262	6	0,30	0,195	12,78	0,162	0,15	0,300	1,163	2,90
0,0393	8,8	0,30	0,238	15,26	0,158	0,20	0,300	1,160	2,94
0,0524	11,5	0,30	0,277	17,35	0,156	0,25	0,301	1,158	2,97
0,0656	14,5	0,304	0,310	19,13	0,154	0,30	0,303	1,156	2,98
0,0985	22	0,307	0,386	22,86	0,155	0,35	0,305	1,154	3,02
0,131	30	0,317	0,450	25,92	0,154	0,40	0,307	1,154	3,06
0,164	37	0,315	0,510	28,50	0,155	0,45	0,310	1,154	3,09
0,197	46	0,314	0,565	30,33	0,154	0,50	0,313	1,154	3,14
0,230	53	0,331	0,620	32,44	0,156	0,55	0,317	1,154	3,17
0,262	61	0,341	0,672	34,75	0,161	0,60	0,324	1,155	3,19
0,295	70	0,353	0,723	36,15	0,161	0,65	0,338	1,157	3,14
0,328	80	0,370	0,772	37,96	0,165	0,70	0,345	1,160	3,16
0,361	93	0,401	0,822	40,36	0,172	0,75	0,364	1,163	3,09
						0,80	0,388	1,169	2,99
						0,85	0,421	1,177	2,84

Pertes de charge, débit des fentes et coefficient de buse du 30°

avec $f_1 = 0,6$; $f_2 = 2,4$

$\frac{p_{00} - p_0}{p_{00}}$	Δp (mm Hg)	k	M_0	ΣQ_f (l/s)	$\frac{\Sigma Q_f}{Q}$	M_0	k	$1 + \frac{\Sigma Q_f}{Q}$	ρ_b
0,0131	4	0,40	0,133	10,05	0,184	0,10	0,405	1,185	2,10
0,0262	8	0,40	0,195	14,10	0,179	0,15	0,400	1,182	2,14
0,0393	11,5	0,392	0,238	16,96	0,176	0,20	0,395	1,179	2,19
0,0524	15	0,390	0,277	19,41	0,174	0,25	0,391	1,176	2,24
0,0656	18,5	0,388	0,310	21,31	0,171	0,30	0,387	1,173	2,30
0,0985	27	0,376	0,386	25,32	0,172	0,35	0,383	1,172	2,36
0,131	36	0,380	0,450	28,83	0,172	0,40	0,380	1,172	2,43
0,164	45	0,383	0,510	32,06	0,174	0,45	0,379	1,172	2,48
0,197	56	0,382	0,565	34,73	0,176	0,50	0,380	1,174	2,53
0,230	65	0,406	0,620	37,13	0,178	0,55	0,385	1,175	2,56
0,262	75	0,419	0,672	39,25	0,182	0,60	0,397	1,177	2,55
0,295	86	0,435	0,723	41,66	0,186	0,65	0,411	1,181	2,52
0,328	98	0,454	0,772	44,62	0,194	0,70	0,426	1,184	2,50
0,361	124	0,535	0,822	48,13	0,205	0,75	0,446	1,190	2,46
						0,80	0,487	1,200	2,32
						0,85	0,577	1,214	2,00

COURBES DE VITESSES DANS LES COUCHES LIMITES

Diffuseur de $1^{\circ} 45'$ ($V_0 = 40$ m/s)

A 10 cm du col

$V_{\max} = 38,25$ m/s; $\delta = 4,5$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	31,5	0,155	0,823
1,7	35,6	0,378	0,930
2,7	36,95	0,600	0,965
3,7	37,7	0,823	0,985
4,5	38,25	1	1

A 20 cm du col

$V_{\max} = 35,52$ m/s; $\delta = 7,6$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	24,42	0,092	0,688
1,7	28,17	0,224	0,792
2,7	31,62	0,355	0,891
3,7	33,2	0,487	0,935
4,7	33,96	0,619	0,955
5,7	34,6	0,749	0,974
6,7	35	0,882	0,985
7,6	35,52	1	1

A 30 cm du col

$V_{\max} = 33,22$ m/s; $\delta = 9,4$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	20,1	0,075	0,604
1,7	24,55	0,181	0,738
2,7	27,17	0,287	0,816
3,7	28,6	0,392	0,860
4,7	29,9	0,500	0,900
5,7	31,0	0,607	0,934
6,7	32,16	0,712	0,966
7,7	32,4	0,818	0,974
8,7	32,8	0,925	0,986
9,4	33,22	1	1

A 40 cm du col

$V_{\max} = 31,3$ m/s; $\delta = 20$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	17,7	0,035	0,568
1,7	19,38	0,085	0,618
2,7	21,1	0,135	0,675
3,7	23	0,185	0,735
4,7	24,62	0,235	0,788
5,7	26,1	0,285	0,834
6,7	27,25	0,335	0,871
7,7	27,76	0,385	0,886
8,7	28,36	0,435	0,905
9,7	28,8	0,485	0,920
10,7	29,1	0,535	0,930
11,7	29,5	0,585	0,943
12,7	29,8	0,635	0,952
13,7	29,9	0,685	0,955
14,7	30,2	0,735	0,965
15,7	30,4	0,785	0,971
16,7	30,65	0,835	0,979
17,7	30,8	0,885	0,985
18,7	31	0,935	0,991
19,7	31,18	0,985	0,996
20	31,3	1	1

Diffuseur de 1° 45'

A 50 cm du col

$V_{\max} = 29,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 22,4 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	14,2	0,031	0,476
1,7	18,55	0,076	0,623
2,7	19,72	0,121	0,663
3,7	20,9	0,166	0,702
4,7	22,0	0,210	0,740
5,7	22,9	0,255	0,769
6,7	23,7	0,300	0,795
7,7	24,6	0,344	0,825
8,7	25,53	0,390	0,856
9,7	26,15	0,434	0,877
10,7	26,66	0,478	0,895
11,7	27,18	0,523	0,912
12,7	27,57	0,567	0,925
14,7	28,10	0,657	0,944
16,7	28,6	0,747	0,960
18,7	28,82	0,836	0,969
20,7	29,10	0,925	0,977
22,4	29,8	1	1

A 60 cm du col

$V_{\max} = 28,88 \text{ m/s}; \quad \delta = 27,5 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	15,8	0,039	0,547
1,7	17,4	0,062	0,603
2,7	19	0,098	0,657
3,7	20,15	0,135	0,698
4,7	21,03	0,171	0,729
5,7	22	0,207	0,762
6,7	22,75	0,244	0,787
7,7	23,35	0,280	0,808
8,7	23,85	0,316	0,825
10,7	25	0,389	0,865
12,7	25,9	0,462	0,896
14,7	26,35	0,535	0,911
16,7	21,1	0,606	0,938
18,7	27,92	0,680	0,966
20,7	28,22	0,754	0,979
22,7	28,36	0,825	0,982
24,7	28,6	0,898	0,990
26,7	28,81	0,971	0,997
27,5	28,88	1	1

A 70 cm du col

$V_{\max} = 28 \text{ m/s}; \quad \delta = 33 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	16,8	0,021	0,600
2,7	19,4	0,082	0,692
4,7	21,1	0,142	0,753
6,7	22,6	0,202	0,807
8,7	23,6	0,263	0,844
10,7	24,3	0,324	0,867
12,7	24,8	0,384	0,885
14,7	25,4	0,445	0,907
16,7	26,0	0,505	0,928
18,7	26,4	0,566	0,942
20,7	26,8	0,627	0,957
22,7	27,1	0,687	0,967
24,7	27,35	0,748	0,976
26,7	27,48	0,808	0,981
28,7	27,57	0,869	0,985
30,7	27,81	0,930	0,994
32,7	27,95	0,991	0,998
33	28,0	1	1

A 80 cm du col

$V_{\max} = 27,26 \text{ m/s}; \quad \delta = 41,5 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	15,4	0,012	0,565
2,7	17,75	0,065	0,651
4,7	19,60	0,113	0,718
6,7	21,00	0,161	0,770
8,7	22,00	0,209	0,807
10,7	23,10	0,258	0,846
12,7	24,00	0,306	0,880
14,7	24,60	0,354	0,902
16,7	24,90	0,403	0,903
18,7	25,40	0,450	0,934
20,7	25,60	0,498	0,940
22,7	25,80	0,547	0,947
24,7	26,00	0,594	0,955
26,7	26,40	0,643	0,970
30,7	26,75	0,740	0,980
34,7	26,86	0,836	0,985
38,7	27,10	0,932	0,994
41,5	27,26	1	1

Diffuseur de 1° 45'

A 90 cm du col

$$V_{\max} = 25,92 \text{ m/s}; \quad \delta = 53,7 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	14,39	0,013	0,555
2,7	16,00	0,050	0,618
4,7	17,80	0,088	0,687
6,7	19,0	0,125	0,734
8,7	19,50	0,167	0,753
10,7	20,00	0,199	0,772
12,7	20,40	0,236	0,788
14,7	20,90	0,274	0,806
16,7	21,40	0,314	0,826
18,7	21,60	0,348	0,834
20,7	22,0	0,385	0,849
24,7	22,4	0,460	0,865
28,7	23,0	0,535	0,887
32,7	23,56	0,609	0,909
36,7	24,0	0,684	0,927
40,7	24,42	0,759	0,943
44,7	24,72	0,833	0,954
48,7	25,24	0,907	0,974
53,7	25,92	1	1

A 1 m du col

$$V_{\max} = 25,58; \quad \delta = 55 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	14,42	0,013	0,564
2,7	16,77	0,049	0,656
4,7	18,3	0,085	0,715
6,7	19,2	0,122	0,751
8,7	19,9	0,158	0,780
10,7	20,58	0,195	0,805
15,7	21,62	0,286	0,846
19,7	22,26	0,358	0,871
23,7	23,1	0,431	0,903
27,7	23,4	0,504	0,916
31,7	23,82	0,576	0,933
35,7	24,32	0,650	0,952
39,7	24,60	0,722	0,963
43,7	24,82	0,795	0,972
47,7	25	0,867	0,979
51,7	25,22	0,940	0,988
55	25,58	1	1

A 1,10 m du col

$$V_{\max} = 24,60; \quad \delta = 56,5$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	12,45	0,012	0,507
1,7	13,5	0,030	0,550
2,7	14,85	0,047	0,604
3,7	15,60	0,065	0,635
5,7	16,9	0,101	0,688
7,7	18,0	0,135	0,733
9,7	19,1	0,170	0,750
11,7	20,15	0,206	0,790
15,7	21,2	0,276	0,830
19,7	21,8	0,347	0,854
23,7	22,55	0,417	0,882
27,7	23,15	0,488	0,905
31,7	23,50	0,559	0,955
35,7	23,70	0,630	0,961
39,7	24,0	0,700	0,972
43,7	24,30	0,770	0,988
47,7	24,40	0,842	0,992
51,7	24,50	0,952	0,995
56,5	24,60	1	1

Diffuseur de 7°

A 10 cm du col

$$V_{\max} = 33,74 \text{ m/s}; \quad \delta = 9 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	20,40	0,077	0,605
1,7	25,85	0,189	0,764
2,7	28,67	0,300	0,851
3,7	30,10	0,411	0,895
4,7	31,35	0,522	0,930
5,7	32,20	0,634	0,956
6,7	33,20	0,746	0,985
7,7	33,42	0,855	0,992
9	33,74	1	1

A 20 cm du col

$$V_{\max} = 29,06 \text{ m/s}; \quad \delta = 15 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	15,50	0,047	0,514
1,7	16,30	0,113	0,568
2,7	17,85	0,180	0,615
3,7	19,35	0,246	0,666
4,7	21,05	0,314	0,725
5,7	22,58	0,381	0,781
6,7	23,94	0,446	0,825
7,7	25,10	0,514	0,865
8,7	25,90	0,580	0,893
9,7	26,70	0,646	0,918
10,7	27,45	0,714	0,945
11,7	27,90	0,780	0,961
12,7	28,20	0,846	0,970
13,7	28,50	0,914	0,982
14,7	28,70	0,980	0,988
15	29,06	1	1

A 30 cm du col

$$V_{\max} = 25,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 23 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	12,8	0,030	0,496
1,7	14,1	0,074	0,546
2,7	15,35	0,117	0,585
3,7	16,30	0,161	0,632
4,7	17,25	0,204	0,668
5,7	18,00	0,248	0,696
6,7	18,85	0,291	0,730
7,7	19,90	0,335	0,772
8,7	20,65	0,378	0,800
9,7	21,40	0,421	0,829
10,7	22,05	0,465	0,854
11,7	22,70	0,509	0,880
12,7	23,20	0,552	0,900
13,7	23,60	0,595	0,915
14,7	23,80	0,639	0,923
16,7	24,30	0,726	0,941
18,7	24,90	0,813	0,965
20,7	25,20	0,900	0,976
23	25,80	1	1

Diffuseur de 7°

A 42 cm du col

$$V_{\max} = 23,6 \text{ m/s}; \quad \delta = 34,1 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	7,35	0,020	0,312
1,7	9,45	0,05	0,400
2,7	10,45	0,079	0,443
3,7	11,5	0,108	0,487
4,7	12,5	0,138	0,530
5,7	13,4	0,167	0,568
6,7	14,1	0,196	0,598
8,7	15,83	0,255	0,671
10,7	16,91	0,314	0,717
11,7	17,47	0,343	0,740
13,7	18,44	0,402	0,782
15,7	19,32	0,460	0,820
17,7	20,02	0,518	0,849
19,7	20,66	0,577	0,876
21,7	21,2	0,636	0,899
23,7	21,8	0,695	0,924
25,7	22,1	0,754	0,936
29,7	22,74	0,872	0,963
34,1	23,6	1	1

A 50 cm du col

$$V_{\max} = 22,35 \text{ m/s}; \quad \delta = 42,1 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	7,70	0,017	0,344
1,7	8,60	0,040	0,385
2,7	9,30	0,064	0,418
3,7	10,25	0,088	0,458
4,7	11,10	0,112	0,497
5,7	12,10	0,136	0,541
7,7	13,00	0,183	0,582
9,7	14,30	0,231	0,639
11,7	15,40	0,278	0,688
12,7	16,00	0,302	0,715
14,7	16,72	0,349	0,748
16,7	17,70	0,397	0,799
20,7	19,25	0,492	0,860
24,7	20,20	0,587	0,901
28,7	20,90	0,682	0,934
32,7	21,40	0,777	0,957
36,7	21,60	0,872	0,968
40,7	22,00	0,970	0,985
42,1	22,35	1	1

A 60 cm du col

$$V_{\max} = 20,5 \text{ m/s}; \quad \delta = 57 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0	0,012	0
1,7	4,8	0,030	0,234
3,7	7,62	0,065	0,372
5,7	9,94	0,100	0,485
7,7	11,57	0,135	0,564
9,7	13,31	0,170	0,600
11,7	13,3	0,205	0,650
13,7	14,23	0,240	0,695
15,7	14,83	0,274	0,724
17,7	15,00	0,310	0,732
19,7	15,38	0,350	0,750
21,7	15,59	0,380	0,760
26,7	16,53	0,468	0,806
31,7	17,7	0,556	0,864
36,7	18,28	0,644	0,891
41,7	19,15	0,732	0,935
46,7	19,53	0,820	0,953
51,7	19,81	0,908	0,967
57	20,5	1	1

Diffuseur de 7°

A 70 cm du col

$V_{\max} = 19,45 \text{ m/s}; \quad \delta = 78 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	3,3	0,009	0,170
4,7	6,8	0,060	0,350
10,7	9,7	0,137	0,498
14,7	11,5	0,187	0,592
18,7	12,3	0,240	0,632
22,7	13,3	0,291	0,683
26,7	13,95	0,332	0,717
30,7	14,70	0,393	0,755
34,7	15,40	0,444	0,791
38,7	15,90	0,496	0,817
42,7	16,45	0,547	0,846
46,7	16,95	0,600	0,872
50,7	17,50	0,650	0,900
54,7	17,95	0,701	0,922
58,7	18,45	0,753	0,948
64,7	18,70	0,830	0,964
68,7	19,00	0,881	0,975
72,7	19,22	0,932	0,989
78	19,45	1	1

A 80 cm du col

$V_{\max} = 18,95 \text{ m/s}; \quad \delta = 109 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	4,2	0,006	0,222
4,7	6,05	0,043	0,319
8,7	7,45	0,080	0,394
13,7	9,51	0,126	0,501
21,7	11,2	0,199	0,590
29,7	13,25	0,272	0,694
37,7	14,35	0,346	0,757
45,7	15,60	0,420	0,823
53,7	16,35	0,494	0,862
61,7	16,90	0,566	0,891
69,7	17,30	0,640	0,913
77,7	17,65	0,714	0,931
85,7	18,00	0,788	0,950
93,7	18,31	0,861	0,967
101,7	18,68	0,932	0,985
109	18,95	1	1

A 90 cm du col

$V_{\max} = 18 \text{ m/s}; \quad \delta = 115 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	4,1	0,006	0,228
8,7	6,05	0,075	0,336
16,7	7,4	0,145	0,391
24,7	8,42	0,215	0,468
32,7	9,42	0,284	0,524
40,7	10,9	0,354	0,606
48,7	12,22	0,424	0,679
56,7	13,5	0,493	0,750
64,7	14,75	0,562	0,820
72,7	15,6	0,632	0,866
80,7	16,5	0,702	0,917
88,7	16,95	0,771	0,942
96,7	17,18	0,841	0,955
104,7	17,53	0,910	0,975
112,7	17,72	0,980	0,985
115	18	1	1

Diffuseur de 10° (fig. 101)

A 7 cm du col

$V_{\max} = 32,6 \text{ m/s}; \quad \delta = 9 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,078	12,73	0,390
1,7	0,189	18,75	0,575
2,7	0,300	23,13	0,714
3,7	0,411	26,16	0,802
4,7	0,522	28,82	0,885
5,7	0,634	30,60	0,937
6,7	0,745	31,44	0,965
7,7	0,855	32,20	0,986
8,7	0,967	32,40	0,995
9,0	1	32,60	1

A 12 cm du col

$V_{\max} = 29,6 \text{ m/s}; \quad \delta = 13,7 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,051	4,27	0,145
1,7	0,124	10,75	0,364
2,7	0,197	14,20	0,480
3,7	0,270	16,70	0,564
4,7	0,343	19,80	0,669
5,7	0,416	22,06	0,745
6,7	0,489	23,96	0,810
7,7	0,562	25,90	0,875
8,7	0,635	27,30	0,923
9,7	0,707	28,16	0,951
10,7	0,787	28,62	0,969
11,7	0,854	29,04	0,982
12,7	0,927	29,40	0,994
13,7	1	29,60	1

A 17 cm du col

$V_{\max} = 27,60 \text{ m/s}; \quad \delta = 20 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,035	7,18	0,260
1,7	0,085	11,13	0,404
2,7	0,135	13,96	0,506
3,7	0,185	16,28	0,590
4,7	0,235	17,85	0,647
5,7	0,285	19,35	0,702
6,7	0,335	20,44	0,742
7,7	0,385	21,44	0,778
8,7	0,435	22,05	0,800
9,7	0,485	23,00	0,833
10,7	0,535	23,74	0,860
11,7	0,585	24,20	0,879
12,7	0,635	24,92	0,904
14,7	0,735	25,80	0,935
16,7	0,835	26,80	0,971
18,7	0,935	27,24	0,989
20	1	27,60	1

A 22 cm du col

$V_{\max} = 25,4 \text{ m/s}; \quad \delta = 24 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,029	0	0
1,7	0,071	4,83	0,190
2,7	0,113	6,00	0,336
3,7	0,154	8,90	0,350
4,7	0,196	10,35	0,408
5,7	0,238	12,40	0,488
6,7	0,279	13,65	0,537
8,7	0,363	16,40	0,645
10,7	0,446	18,92	0,745
12,7	0,530	21,08	0,830
14,7	0,613	22,66	0,892
16,7	0,696	23,78	0,935
18,7	0,780	24,40	0,960
20,7	0,863	24,98	0,982
22,7	0,946	25,18	0,990
24	1	25,40	1

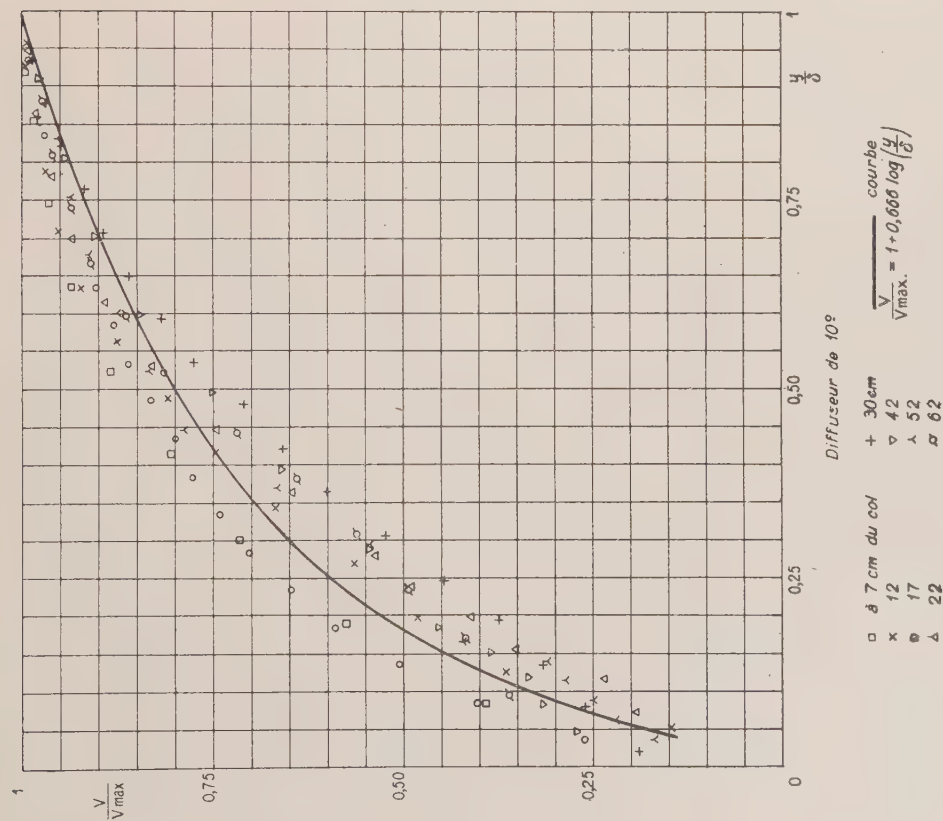


Fig. 101

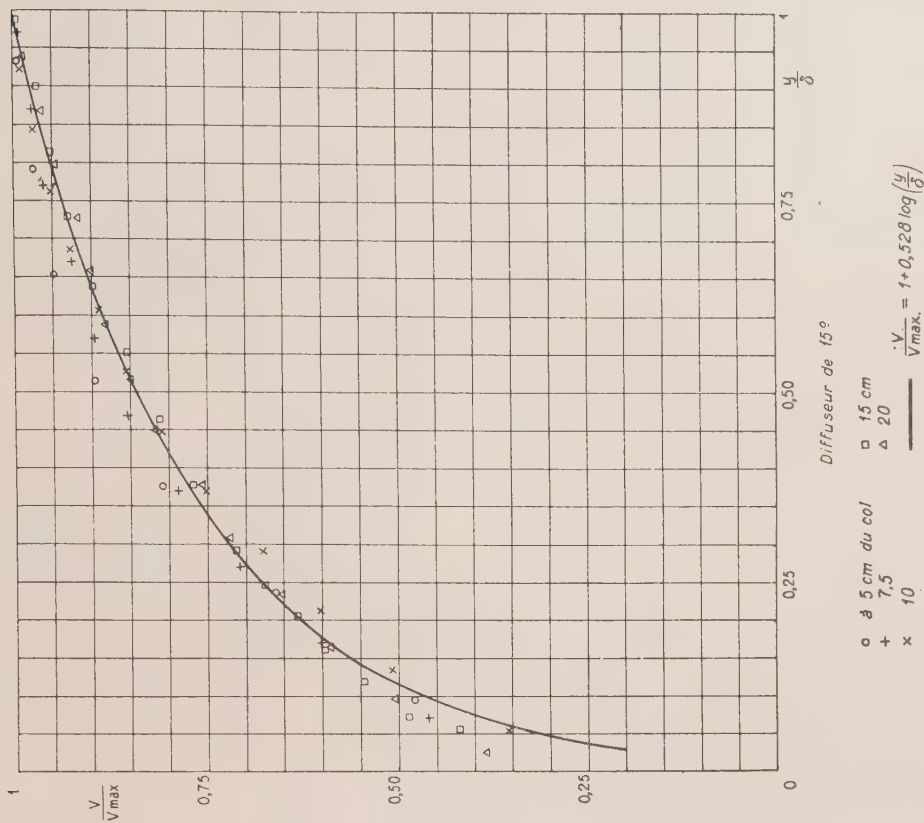


Fig. 102

Diffuseur de 10°

A 30 cm du col

$V_{\max} = 23 \text{ m/s}; \quad \delta = 35 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,020	4,21	0,183
2,7	0,077	5,94	0,258
4,7	0,134	7,27	0,316
6,7	0,193	8,61	0,374
8,7	0,249	10,29	0,447
10,7	0,306	12,02	0,523
12,7	0,363	13,80	0,600
14,7	0,420	15,12	0,658
16,7	0,477	16,28	0,708
18,7	0,535	17,80	0,775
20,7	0,592	18,78	0,816
22,7	0,650	19,80	0,860
24,7	0,705	20,50	0,891
26,7	0,764	21,08	0,916
28,7	0,820	21,78	0,946
30,7	0,878	22,22	0,966
32,7	0,935	22,62	0,985
35	1	23,00	1

A 42 cm du col

$V_{\max} = 21,2 \text{ m/s}; \quad \delta = 58 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
2,7	0,047	5,77	0,272
4,7	0,081	6,70	0,316
6,7	0,116	7,09	0,334
8,7	0,150	8,17	0,385
10,7	0,184	9,60	0,452
16,7	0,288	11,55	0,545
22,7	0,392	13,98	0,659
28,7	0,495	15,90	0,750
34,7	0,599	17,90	0,845
40,7	0,702	19,15	0,904
46,7	0,805	20,00	0,943
52,7	0,910	20,78	0,980
58	1	21,20	1

A 52 cm du col

$V_{\max} = 19,60 \text{ m/s}; \quad \delta = 78 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
2,7	0,035	3,32	0,169
4,7	0,060	4,28	0,218
6,7	0,086	4,88	0,249
8,7	0,112	5,60	0,285
10,7	0,137	6,05	0,309
16,7	0,215	8,34	0,425
22,7	0,292	10,65	0,544
28,7	0,368	13,03	0,665
34,7	0,445	15,42	0,787
40,7	0,522	16,32	0,834
46,7	0,600	17,10	0,873
52,7	0,676	17,82	0,910
58,7	0,754	18,30	0,934
64,7	0,830	18,62	0,951
70,7	0,907	19,03	0,971
78	1	19,60	1

A 62 cm du col

$V_{\max} = 19,00 \text{ m/s}; \quad \delta = 112 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
2,7	0,024	0	0
10,7	0,095	6,86	0,361
18,7	0,167	7,95	0,418
26,7	0,238	9,41	0,495
34,7	0,310	10,68	0,562
42,7	0,382	12,19	0,641
50,7	0,453	13,64	0,719
58,7	0,524	15,50	0,816
66,7	0,596	16,48	0,866
74,7	0,666	17,26	0,909
82,7	0,739	17,71	0,934
90,7	0,810	18,22	0,960
98,7	0,881	18,52	0,975
106,7	0,952	18,82	0,992
112	1	19,00	1

Diffuseur de 15° (fig. 102)

A 5 cm du col

$V_{\max} = 31,50 \text{ m/s}; \quad \delta = 7,2 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,097	15,32	0,086
1,7	0,236	20,80	0,660
2,7	0,376	25,44	0,809
3,7	0,515	28,22	0,896
4,7	0,654	29,96	0,951
5,7	0,792	30,80	0,978
6,7	0,932	31,36	0,995
7,2	1	31,50	1

A 7,5 cm du col

$V_{\max} = 30,10 \text{ m/s}; \quad \delta = 10 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,070	14,10	0,469
1,7	0,170	18,08	0,600
2,7	0,270	21,25	0,707
3,7	0,370	23,70	0,787
4,7	0,470	25,68	0,854
5,7	0,570	27,00	0,896
6,7	0,670	27,82	0,925
7,7	0,770	28,92	0,960
8,7	0,870	29,38	0,975
9,7	0,970	29,80	0,990
10	1	30,10	1

A 10 cm du col

$V_{\max} = 28,80 \text{ m/s}; \quad \delta = 12,7 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,055	10,20	0,354
1,7	0,134	14,70	0,511
2,7	0,213	17,27	0,600
3,7	0,292	19,48	0,676
4,7	0,370	21,62	0,752
5,7	0,449	23,24	0,808
6,7	0,528	24,60	0,855
7,7	0,607	25,65	0,891
8,7	0,686	26,64	0,926
9,7	0,764	27,36	0,950
10,7	0,842	28,00	0,973
11,7	0,921	28,46	0,990
12,7	1	28,80	1

Diffuseur de 15°

A 15 cm du col

$V_{\max} = 26,62 \text{ m/s}; \quad \delta = 23 \text{ mm}$

y	$\frac{y}{\delta}$	V	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,030	11,20	0,421
1,7	0,073	13,00	0,488
2,7	0,117	14,60	0,549
3,7	0,161	15,85	0,595
4,7	0,205	16,95	0,636
5,7	0,248	17,98	0,675
6,7	0,292	18,98	0,712
8,7	0,379	20,42	0,768
10,7	0,465	21,60	0,811
12,7	0,552	22,82	0,856
14,7	0,639	24,00	0,900
16,7	0,726	24,78	0,930
18,7	0,813	25,30	0,950
20,7	0,900	25,78	0,968
22,7	0,988	26,50	0,995
23	1	26,62	1

A 20 cm du col

$V_{\max} = 25,86 \text{ m/s}; \quad \delta = 28,5 \text{ mm}$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	0,025	10,00	0,386
2,7	0,095	13,10	0,506
4,7	0,165	15,31	0,592
6,7	0,235	17,00	0,657
8,7	0,306	18,70	0,722
10,7	0,376	19,50	0,754
12,7	0,446	21,02	0,814
14,7	0,516	21,95	0,849
16,7	0,586	22,80	0,881
18,7	0,657	23,26	0,900
20,7	0,727	23,64	0,915
22,7	0,797	24,42	0,945
24,7	0,866	24,88	0,962
26,7	0,929	25,42	0,984
28,5	1	25,86	1

A une plus grande distance du col les mesures deviennent très difficiles et l'on ne peut guère leur donner de crédit par suite de l'instabilité de l'écoulement.

Courbes $\frac{V}{V_{\max}}$, $\frac{\delta}{R_0}$ et $\frac{\delta}{x}$ en fonction de $\frac{x}{R_0}$ pour le diffuseur de 1° 45' (fig. 103)

$V_{\max}$ en m/s; x et δ en mm

x	$\frac{x}{R_0}$	$V_{\max}$	$\frac{V_{\max}}{V_0}$	δ (°)	$\frac{\delta}{R_0}$	$\frac{\delta}{R_0}$ (°)	$\frac{\delta}{x}$
100	2,5	38,25	0,957	4,5	0,112	0,065	0,026
200	5	35,52	0,889	7,6	0,190	0,145	0,029
300	7,5	33,22	0,832	9,4	0,235	0,240	0,032
400	10	31,30	0,783	20	0,500	0,355	0,0355
500	12,5	29,80	0,745	22,4	0,560	0,485	0,0388
600	15	28,88	0,723	27,5	0,688	0,630	0,042
700	17,5	28,00	0,700	33	0,825	0,790	0,0451
800	20	27,26	0,682	41,5	1,039	1,000	0,050
900	22,5	25,92	0,647	53,7	1,341	1,29	0,0573
1 000	25	25,58	0,639	55	1,377		
1 100	27,5	24,60	0,615	56,5	1,412		

(1) Valeur déduite directement de l'expérience.
 (2) δ corrigé de δ_0 (voir le texte p. 73) et interpolé sur la courbe.

Mêmes courbes pour le diffuseur de 7° (fig. 104)

x	$\frac{x}{R_0}$	$V_{\max}$	$\frac{V_{\max}}{V_0}$	δ (°)	$\frac{\delta}{R_0}$	$\frac{\delta}{R_0}$ (°)	$\frac{\delta}{x}$
100	1,67	33,74	0,844	9,0	0,150	0,076	0,046
200	3,33	29,06	0,728	15	0,25	0,180	0,054
300	5,00	25,80	0,645	23	0,384	0,318	0,064
420	7,00	23,60	0,590	34,1	0,569	0,512	0,073
500	8,33	22,35	0,559	42,1	0,702	0,666	0,080
600	10,0	20,5	0,713	57	0,950	0,880	0,088
700	11,67	19,45	0,486	78	1,300	1,240	0,106
800	13,33	18,95	0,474	109	1,818	1,760	0,132
900	15,00	18,00	0,450	115	1,920		

(1) Valeur déduite directement de l'expérience.
 (2) δ corrigé de δ_0 (voir le texte p. 73) et interpolé sur la courbe.

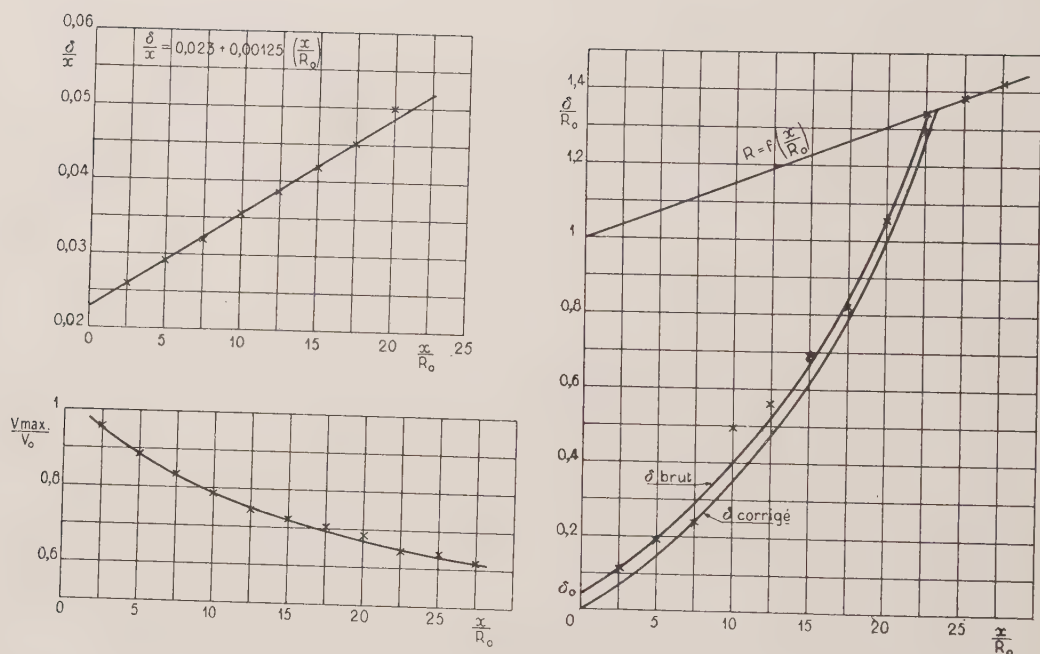


Fig. 103. — Diffuseur de 1° 45'

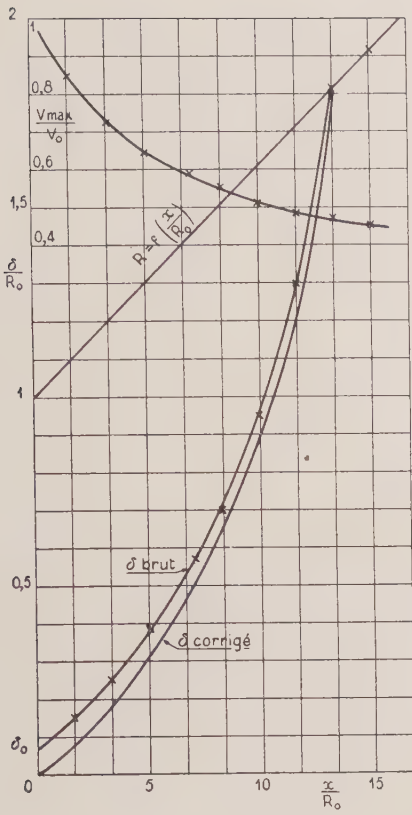


Fig. 104. — Diffuseur de 7°

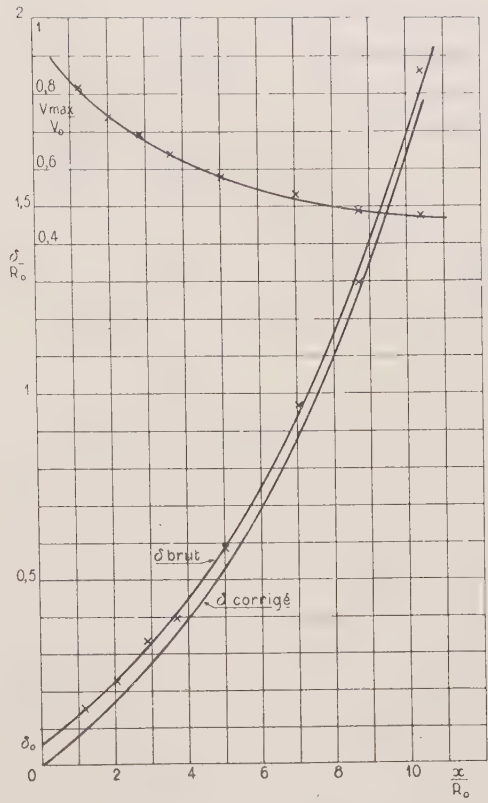
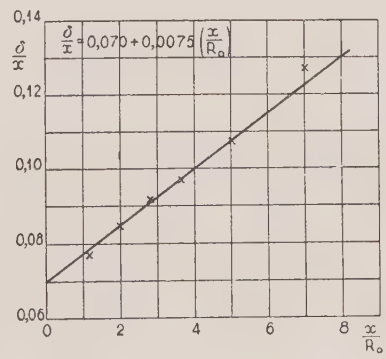
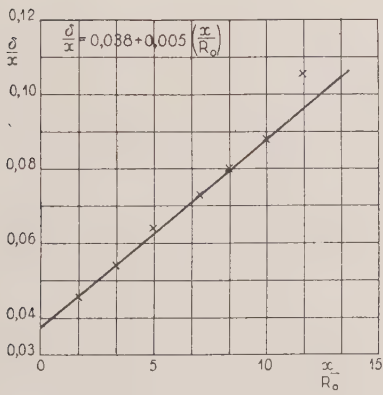


Fig. 105. — Diffuseur de 10°



Courbes $\frac{V}{V_{\max}}$, $\frac{\delta}{R_0}$ et $\frac{\delta}{x}$ en fonction de $\frac{x}{R_0}$ pour le diffuseur de 10° (fig. 105)

$V_{\max}$ en m/s; x et δ en mm

x	$\frac{x}{R_0}$	$V_{\max}$	$\frac{V_{\max}}{V_0}$	δ (°)	$\frac{\delta}{R_0}$	$\frac{\delta}{x}$ (°)	$\frac{\delta}{x}$
70	1,17	32,6	0,815	9	0,15	0,09	0,077
120	2,00	29,6	0,740	13,7	0,228	0,17	0,085
170	2,836	27,6	0,690	20,0	0,333	0,26	0,092
220	3,666	25,4	0,635	24,0	0,40	0,355	0,097
300	5,00	23,0	0,575	35,0	0,584	0,535	0,107
420	7,00	21,20	0,530	58,0	0,966	0,89	0,127
520	8,66	19,60	0,490	78,0	1,30	1,38	0,147
620	10,32	19,00	0,475	112	1,86		

(1) Valeur déduite directement de l'expérience.
(2) δ corrigé de δ_0 (voir le texte p. 73) et interpolé sur la courbe.

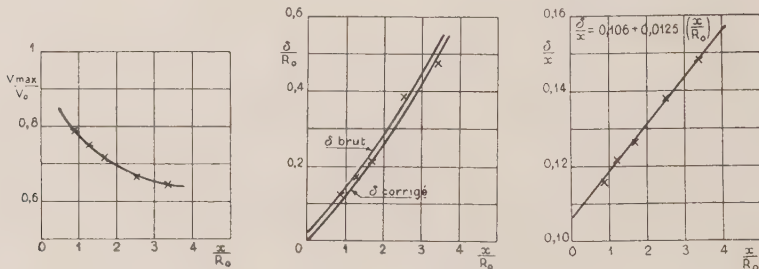


Fig. 106. — Diffuseur de 15°

Mêmes courbes pour le diffuseur de 15° (fig. 106)

x	$\frac{x}{R_0}$	$V_{\max}$	$\frac{V_{\max}}{V_0}$	δ (°)	$\frac{\delta}{R_0}$	$\frac{\delta}{x}$ (°)	$\frac{\delta}{x}$
50	0,834	31,50	0,788	7,2	0,12	0,097	0,116
75	1,25	30,10	0,753	10	0,166	0,153	0,122
100	1,666	28,80	0,720	12,7	0,212	0,21	0,126
150	2,50	26,62	0,666	23	0,384	0,346	0,138
200	3,33	25,86	0,647	28,5	0,475	0,494	0,148

(1) Valeur déduite directement de l'expérience.
(2) δ corrigé de δ_0 (voir le texte p. 73) et interpolé sur la courbe.

Rappel de la démonstration :

$$\int_0^1 \text{Log } z \, dz = \left| z \text{Log } z \right|_0^1 - \int_0^1 z \frac{dz}{z} = -1.$$

Il est évident que :

$$\int_0^1 dz = 1.$$

D'autre part :

— à la limite 1, $z = 1$, $\text{Log } z = 0$, $z \log z = 0$;

— à la limite 0, $z = 0$, $\text{Log } z = -\infty$.

Nous allons démontrer que $z \text{Log } z$ tend vers 0 en même temps que z .

Posons $z = \frac{1}{x}$; x tend vers $+\infty$ quand z tend vers 0 (par valeurs positives) :

$$\frac{1}{x} \text{Log } \frac{1}{x} = -\frac{1}{x} \text{Log } x.$$

En appliquant la formule des accroissements finis à partir d'une valeur x_0 positive (fig. 107) :

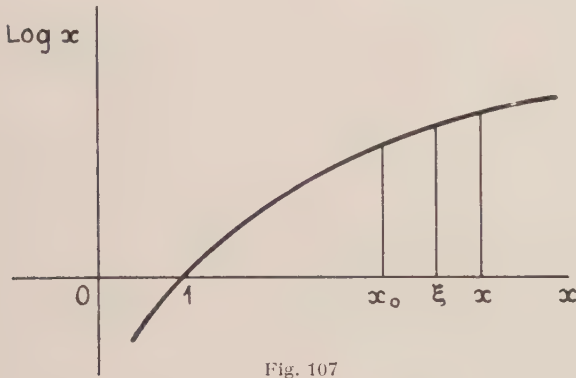


Fig. 107

$$\text{Log } x = \text{Log } x_0 + (x - x_0) d(\text{Log } \xi),$$

ξ étant un nombre compris entre x_0 et x , soit :

$$\text{Log } x = \text{Log } x_0 + \frac{x - x_0}{\xi}.$$

Par suite :

$$\frac{\text{Log } x}{x} = \frac{\text{Log } x_0}{x} + \frac{x - x_0}{x \xi},$$

et, avec $x > x_0$:

$$\frac{\text{Log } x}{x} < \frac{\text{Log } x_0}{x} + \frac{x - x_0}{x x_0},$$

puisque $x_0 < \xi < x$.

Lorsque x croît indéfiniment, $\frac{x - x_0}{x x_0}$ tend vers $\frac{1}{x_0}$; on peut toujours prendre $x_0 > N$ tel que $\frac{1}{x_0} < \frac{\varepsilon}{2}$; $\frac{1}{x} \text{Log } x_0$ (x_0 étant fixe) tendra vers 0 et, pour x suffisamment grand au delà de x_0 , nous aurons :

$$\frac{1}{x} \text{Log } x_0 < \frac{\varepsilon}{2},$$

donc pour x suffisamment grand :

$$\frac{1}{x} \text{Log } x < \varepsilon.$$

Tableau des valeurs de $\frac{U}{V_{\max}}$ calculées par la formule :

$$\frac{U}{V_{\max}} = \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2 + \frac{\delta}{R} \left[2(1 - K') + \frac{\delta}{R} \left(\frac{K'}{2} - 1\right)\right] \quad \text{avec} \quad K' = 0,4343 K$$

pour diverses valeurs de $\frac{\delta}{R}$ et de K ($0,2 \leq K \leq 0,8$)

$\frac{\delta}{R} \backslash K$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
0,2	0,983	0,967	0,951	0,939	0,924	0,912	0,899	0,888	0,877	0,868
0,3	0,974	0,951	0,928	0,907	0,887	0,867	0,849	0,834	0,818	0,805
0,4	0,966	0,934	0,903	0,875	0,848	0,823	0,799	0,777	0,757	0,739
0,5	0,958	0,918	0,880	0,843	0,810	0,779	0,750	0,723	0,699	0,675
0,6	0,949	0,901	0,855	0,812	0,772	0,734	0,699	0,667	0,636	0,609
0,7	0,941	0,885	0,831	0,781	0,734	0,690	0,649	0,610	0,576	0,544
0,8	0,932	0,868	0,807	0,750	0,696	0,646	0,599	0,556	0,515	0,479

Tableau des valeurs de Φ calculées par la formule :

$$\Phi = \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^3 0,8686 K \frac{\delta}{R} \left[\zeta + \frac{\delta}{R} \xi\right] \quad \text{avec} \quad \zeta = 2 - 6 K' + 6 K'^2; \quad \xi = -0,5 + 0,75 K' - 0,375 K'^2$$

pour les mêmes valeurs de $\frac{\delta}{R}$ et de K

$\frac{\delta}{R} \backslash K$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
0,2	0,0272	0,0552	0,0840	0,1136	0,1432	0,1733	0,2039	0,2318	0,2591	0,2880
0,3	0,0369	0,0752	0,1173	0,1618	0,2088	0,2583	0,3159	0,3587	0,4088	0,4562
0,4	0,0425	0,0908	0,1453	0,2051	0,2708	0,3412	0,4025	0,4954	0,5753	0,6535
0,5	0,4067	0,1024	0,1675	0,2438	0,3290	0,4147	0,5292	0,6425	0,7625	0,8888
0,6	0,0496	0,1113	0,1868	0,2784	0,3863	0,5132	0,6581	0,8192	1,0031	1,1916
0,7	0,0514	0,1185	0,2040	0,3135	0,4460	0,6110	0,8090	1,0510	1,3170	1,6200
0,8	0,0526	0,1255	0,2252	0,3487	0,5160	0,7320	1,0080	1,3450	1,7750	2,2600

Pertes de charge dans le diffuseur de 1° 45' d'après les résultats expérimentaux

$$\chi = \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3 0,8686 K \frac{\delta}{R_0} \left[\frac{R}{R_0} \zeta + \frac{\delta}{R_0} \xi \right]$$

$$K = 0,306; \quad \zeta = 1,311; \quad \xi = -0,407$$

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3$	$\frac{\delta}{R_0}$	$-\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	$\frac{R}{R_0}$	$\left(\frac{R}{R_0} \right) \zeta$ $+\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	χ	σ
1	1	0,022	0,0089	1,015	1,322	0,0077	1,031
2	0,95	0,048	0,0195	1,030	1,331	0,0162	1,063
3	0,909	0,072	0,0293	1,045	1,341	0,0234	1,095
4	0,871	0,098	0,0399	1,060	1,351	0,0307	1,126
5	0,831	0,123	0,0501	1,075	1,361	0,0370	1,158
6	0,793	0,154	0,0628	1,090	1,367	0,0444	1,190
7	0,766	0,187	0,0761	1,105	1,374	0,0524	1,223
8	0,739	0,225	0,0916	1,120	1,378	0,0610	1,256
9	0,706	0,271	0,1102	1,135	1,380	0,0703	1,290
10	0,689	0,323	0,1312	1,150	1,379	0,0815	1,324

Pertes de charge dans le diffuseur de 7° d'après les résultats expérimentaux

$$K = 0,536; \quad \zeta = 0,928; \quad \xi = -0,346$$

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3$	$\frac{\delta}{R_0}$	$-\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	$\frac{R}{R_0}$	$\left(\frac{R}{R_0} \right) \zeta$ $+\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	χ	σ
1	0,735	0,033	0,011	1,061	0,975	0,011	1,122
2	0,554	0,083	0,029	1,122	1,012	0,0216	1,258
3	0,428	0,136	0,047	1,183	1,052	0,029	1,400
4	0,345	0,220	0,076	1,244	1,078	0,038	1,548
5	0,277	0,300	0,104	1,305	1,106	0,043	1,702
6	0,229	0,395	0,137	1,366	1,130	0,0476	1,864
7	0,189	0,490	0,169	1,427	1,153	0,0499	2,04
8	0,159	0,600	0,208	1,488	1,171	0,052	2,21
9	0,136	0,721	0,250	1,549	1,185	0,0542	2,40
10	0,118	0,866	0,300	1,610	1,192	0,057	2,59
11	0,105	1,05	0,364	1,671	1,186	0,061	2,80
12	0,098	1,31	0,454	1,732	1,154	0,069	3,00

Pertes de charge dans le diffuseur de 10° d'après les résultats expérimentaux

$$\chi = \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3 0,8686 K \frac{\delta}{R_0} \left[\frac{R}{R_0} \zeta + \frac{\delta}{R_0} \xi \right]$$

$$K = 0,666; \quad \zeta = 0,771; \quad \xi = -0,314$$

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3$	$\frac{\delta}{R_0}$	$-\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	$\frac{R}{R_0}$	$\left(\frac{R}{R_0} \right) \zeta$ $+\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	χ	σ
1	0,613	0,092	0,0288	1,087	0,810	0,0264	1,18
2	0,422	0,192	0,0604	1,174	0,846	0,0372	1,38
3	0,308	0,300	0,0942	1,261	0,880	0,047	1,59
4	0,235	0,418	0,131	1,348	0,908	0,0515	1,81
5	0,192	0,542	0,170	1,435	0,938	0,0565	2,06
6	0,163	0,684	0,214	1,522	0,959	0,0618	2,32
7	0,144	0,830	0,260	1,609	0,980	0,0677	2,58
8	0,131	1,050	0,330	1,695	0,979	0,0779	2,87
9	0,118	1,320	0,415	1,783	0,961	0,0867	3,18
10	0,108	1,75	0,550	1,870	0,892	0,0975	3,50

Pertes de charge dans le diffuseur de 15° d'après les résultats expérimentaux

$$K = 0,528; \quad \zeta = 0,944; \quad \xi = -0,348$$

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^3$	$\frac{\delta}{R_0}$	$-\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	$\frac{R}{R_0}$	$\left(\frac{R}{R_0} \right) \zeta$ $+\left(\frac{\delta}{R_0} \right) \xi$	χ	σ
0,5	0,613	0,058	0,020	1,066	0,986	0,0161	1,14
1	0,470	0,120	0,042	1,132	1,027	0,0266	1,28
1,5	0,399	0,188	0,065	1,198	1,065	0,0366	1,44
2	0,350	0,262	0,091	1,264	1,100	0,0462	1,60
2,5	0,311	0,342	0,119	1,329	1,132	0,0553	1,76
3	0,282	0,424	0,147	1,395	1,168	0,0663	1,95
3,5	0,272	0,520	0,181	1,461	1,199	0,0776	2,14
4	0,262	0,625	0,218	1,527	1,222	0,0916	2,32
4,5	0,256	0,740	0,258	1,593	1,245	0,1082	2,54

Calcul des pertes de charge dans les diffuseurs par la formule :

$$d \frac{\chi}{\frac{x}{R_0}} = \frac{\lambda_0}{2} \left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^2 \frac{R_0}{R}$$

$\frac{V_{\max}}{V_0}$ étant directement déduit des résultats expérimentaux (fig. 108)

$\frac{x}{R_0}$	$\left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^2$	$\frac{R}{R_0}$	$\Delta \chi$	χ	$\left(\frac{V_{\max}}{V_0} \right)^2$	$\frac{R}{R_0}$	$\Delta \chi$	χ
Diffuseur de 1° 45' avec $\lambda_0 = 0,018$					Diffuseur 7° avec $\lambda_0 = 0,0282$			
0								
1	0,98	1,0077	0,00878	0,00878	0,897	1,0305	0,01228	0,01228
2	0,95	1,023	0,00835	0,01713	0,734	1,0915	0,00946	0,02174
3	0,921	1,037	0,00800	0,02513	0,610	1,152	0,00746	0,02920
4	0,89	1,054	0,00759	0,03272	0,518	1,214	0,00601	0,03521
5	0,86	1,069	0,00725	0,03997	0,447	1,274	0,00495	0,04016
6	0,838	1,084	0,00695	0,04692	0,396	1,336	0,00418	0,04434
7	0,814	1,099	0,00667	0,05359	0,360	1,396	0,00364	0,04798
8	0,791	1,115	0,00640	0,05999	0,330	1,457	0,00320	0,05118
9	0,775	1,130	0,00618	0,06617	0,303	1,519	0,00281	0,05399
10	0,751	1,145	0,00591	0,07208	0,280	1,580	0,00250	0,05649
Diffuseur 10° avec $\lambda_0 = 0,051$					Diffuseur 15° avec $\lambda_0 = 0,100$			
0								
1	0,841	1,0435	0,0206	0,0206	0,720	1,061	0,0339	0,0339
2	0,634	1,131	0,0143	0,0349	0,540	1,198	0,0225	0,0564
3	0,500	1,218	0,0105	0,0454	0,461	1,330	0,0173	0,0737
4	0,414	1,304	0,0081	0,0535	0,421	1,461	0,0144	0,0881
5	0,356	1,392	0,0065	0,0600				
6	0,314	1,479	0,0054	0,0654				
7	0,295	1,565	0,0048	0,0702				
8	0,264	1,652	0,0041	0,0743				
9	0,248	1,740	0,0036	0,0779				
10	0,232	1,826	0,0032	0,0811				

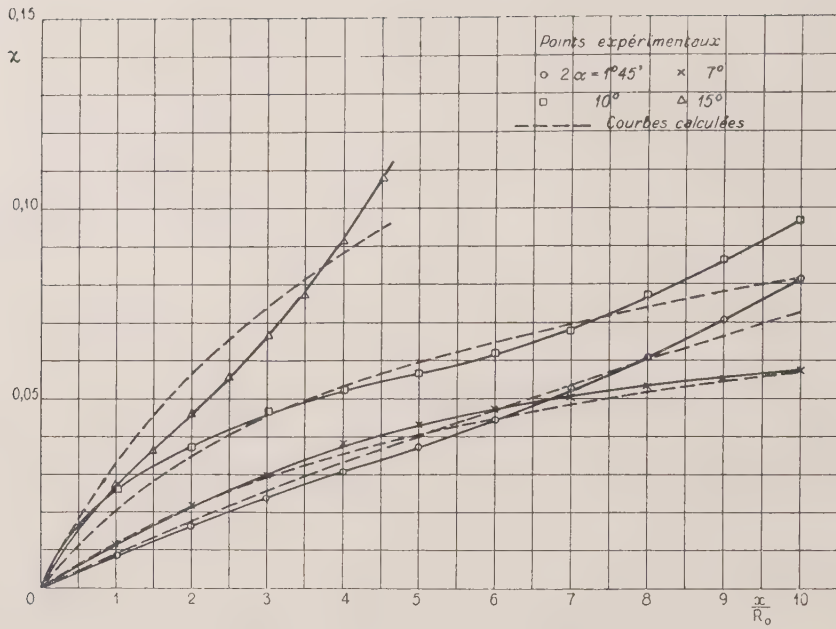


Fig. 108. — Pertes de charge dans les diffuseurs

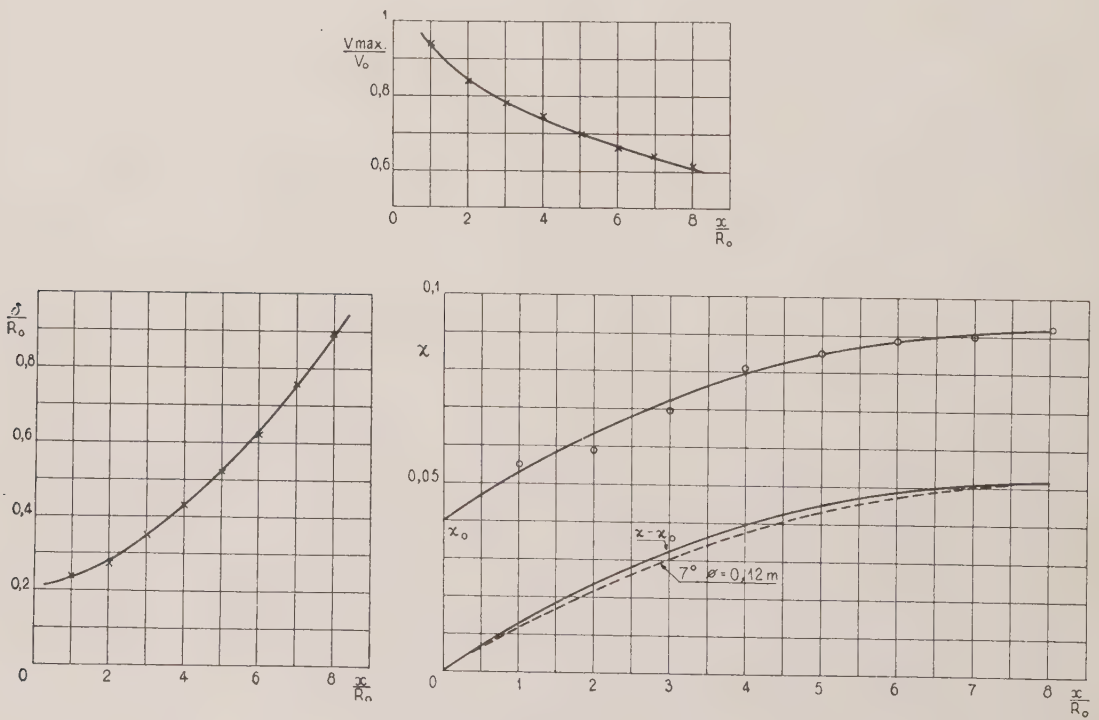


Fig. 109. — Diffuseur 7° , $\varnothing = 2 \text{ m}$

Courbes de vitesses dans le diffuseur de 7° de la soufflerie n° 1 de l'I.A.T.

($V_0 = 40$ m/s) (fig. 109)

$$\frac{x}{R_0} = 1$$

$V_{\max} = 37,7$ m/s; $\delta = 240$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	17,3	0,015	0,467
23,5	22,4	0,098	0,605
43,5	26,0	0,181	0,702
63,5	28,8	0,264	0,780
83,5	31,2	0,348	0,843
103,5	33,3	0,431	0,900
123,5	35,0	0,515	0,945
143,5	35,5	0,598	0,960
163,5	36,2	0,671	0,977
183,5	36,5	0,765	0,986
233,5	36,9	0,972	0,998
240	37,7	1	1

$$\frac{x}{R_0} = 2$$

$V_{\max} = 33,5$ m/s; $\delta = 270$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	15,3	0,013	0,456
23,5	19,15	0,087	0,572
53,5	22,8	0,198	0,680
103,5	28,0	0,384	0,835
153,5	31,3	0,569	0,935
203,5	32,6	0,754	0,975
253,5	33,3	0,939	0,995
270	33,5	1	1

$$\frac{x}{R_0} = 3$$

$V_{\max} = 31,1$ m/s; $\delta = 350$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	12,75	0,010	0,410
23,5	16,5	0,067	0,530
53,5	19,00	0,153	0,611
103,5	22,85	0,296	0,735
153,5	26,55	0,438	0,854
203,5	28,65	0,581	0,921
253,5	30,2	0,724	0,971
303,5	30,8	0,866	0,990
350	31,1	1	1

$$\frac{x}{R_0} = 4$$

$V_{\max} = 29,8$ m/s; $\delta = 430$ mm

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	12,0	0,008	0,404
18,5	14,9	0,043	0,500
68,5	17,5	0,159	0,588
118,5	20,15	0,276	0,676
168,5	22,9	0,392	0,769
218,5	25,65	0,509	0,861
268,5	27,35	0,625	0,919
318,5	28,8	0,741	0,966
368,5	29,25	0,857	0,982
418,5	29,5	0,972	0,990
430	29,8	1	1

Diffuseur de 7° de la soufflerie n° 1

$$\frac{x}{R_0} = 5$$

$$V_{\max} = 27,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 520 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	10,80	0,007	0,388
53,5	13,08	0,103	0,470
103,5	16,12	0,199	0,580
153,5	18,2	0,296	0,655
203,5	21,36	0,392	0,768
253,5	23,36	0,487	0,840
303,5	24,82	0,584	0,893
353,5	25,9	0,680	0,931
403,5	26,8	0,775	0,963
453,5	27,2	0,870	0,980
503,5	27,6	0,966	0,993
520	27,8	1	1

$$\frac{x}{R_0} = 6$$

$$V_{\max} = 26,5 \text{ m/s}; \quad \delta = 620 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	10,65	0,006	0,402
53,5	12,60	0,086	0,476
103,5	14,6	0,167	0,550
153,5	16,32	0,248	0,616
203,5	18,40	0,328	0,695
253,5	20,24	0,409	0,765
303,5	21,8	0,489	0,821
353,5	23,0	0,570	0,869
403,5	23,94	0,650	0,904
453,5	24,7	0,730	0,932
503,5	25,4	0,811	0,959
553,5	26,06	0,892	0,984
603,5	26,4	0,973	0,995
620	26,5	1	1

$$\frac{x}{R_0} = 7$$

$$V_{\max} = 25,65 \text{ m/s}; \quad \delta = 750 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	9,10	0,005	0,354
53,5	11,7	0,071	0,455
103,5	13,14	0,138	0,512
153,5	14,59	0,205	0,568
203,5	16,2	0,271	0,631
253,5	17,83	0,338	0,695
303,5	19,50	0,405	0,760
353,5	20,7	0,471	0,806
403,5	21,56	0,538	0,840
453,5	22,36	0,604	0,870
503,5	23,4	0,671	0,912
553,5	24,04	0,737	0,936
603,5	24,63	0,804	0,960
653,5	25	0,870	0,973
703,5	25,5	0,937	0,994
750	25,65	1	1

$$\frac{x}{R_0} = 8$$

$$V_{\max} = 24,63 \text{ m/s}; \quad \delta = 890 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
3,5	9,75	0,004	0,396
53,5	11,48	0,060	0,465
103,5	12,96	0,116	0,525
203,5	14,90	0,228	0,604
303,5	16,60	0,341	0,673
403,5	18,60	0,454	0,755
503,5	20,0	0,565	0,810
603,5	21,2	0,677	0,860
703,5	22,97	0,790	0,931
803,5	24,1	0,902	0,978
890	24,63	1	1

Pertes de charge dans le diffuseur de la soufflerie n° 1

$\frac{x}{R_0}$	$\frac{\delta}{R_0}$	$\frac{R}{R_0}$	$\frac{\delta}{R}$	K	Φ	σ^2	χ
1	0,24	1,061	0,226	0,23	0,070	1,263	0,055
2	0,27	1,122	0,240	0,307	0,094	1,586	0,0593
3	0,35	1,183	0,295	0,386	0,136	1,960	0,0694
4	0,43	1,244	0,346	0,47	0,195	2,400	0,0813
5	0,52	1,305	0,385	0,536	0,246	2,890	0,0850
6	0,62	1,366	0,454	0,536	0,307	3,48	0,0884
7	0,75	1,427	0,525	0,536	0,373	4,16	0,0895
8	0,89	1,488	0,598	0,536	0,450	4,89	0,0920

Courbes de vitesses dans le tuyau cylindrique

$$\frac{x}{R} = 1,42$$

$$V_{\max} = 36,4 \text{ m/s}; \quad \delta = 10 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	26,8	0,07	0,737
1,2	30,8	0,12	0,846
1,7	32,7	0,17	0,898
2,2	34,2	0,22	0,939
3,2	35,5	0,32	0,975
4,2	36,05	0,42	0,990
5,2	36,2	0,52	0,994
6,2	36,3	0,62	0,997
7,2	36,35	0,72	0,999
8,2	36,35	0,82	0,999
10	36,4	1	1

$$\frac{x}{R} = 3,19$$

$$V_{\max} = 37 \text{ m/s}; \quad \delta = 13 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	25,2	0,054	0,680
1,7	30,9	0,131	0,835
2,7	33,7	0,208	0,910
3,7	35,2	0,285	0,950
4,7	35,6	0,362	0,967
5,7	36,2	0,438	0,979
6,7	36,4	0,515	0,983
8,7	36,8	0,670	0,995
10,7	36,9	0,824	0,998
13	37	1	1

$$\frac{x}{R} = 4,95$$

$$V_{\max} = 37,5 \text{ m/s}; \quad \delta = 14 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	25,8	0,05	0,686
1,7	29,9	0,121	0,796
2,7	33,2	0,193	0,885
3,7	34,9	0,264	0,930
4,7	35,5	0,335	0,947
5,7	36,2	0,407	0,965
6,7	36,6	0,480	0,976
7,7	37,2	0,550	0,992
8,7	37,3	0,620	0,995
9,7	37,3	0,690	0,995
11,7	37,4	0,800	0,997
14	37,5	1	1

$$\frac{x}{R} = 6,73$$

$$V_{\max} = 37,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 15,6 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	25,3	0,045	0,670
1,7	29	0,109	0,767
2,7	31,9	0,173	0,844
3,7	33,2	0,236	0,879
4,7	34,2	0,301	0,905
6,7	36	0,430	0,953
8,7	37	0,558	0,980
10,7	37,4	0,685	0,990
12,7	37,5	0,813	0,993
14,7	37,6	0,940	0,995
15,6	37,8	1	1

Tuyau cylindrique

$$\frac{x}{R} = 8,49$$

$$V_{\max} = 37,9 \text{ m/s}; \quad \delta = 17 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	25,2	0,041	0,665
1,7	29,4	0,100	0,776
2,7	31,4	0,159	0,829
3,7	33,1	0,218	0,874
4,7	34,5	0,276	0,911
6,7	36,1	0,394	0,952
8,7	36,6	0,512	0,966
10,7	37,2	0,629	0,982
13,7	37,5	0,747	0,989
14,7	37,7	0,865	0,995
16,7	37,8	0,983	0,997
17	37,9	1	1

$$\frac{x}{R} = 10,27$$

$$V_{\max} = 38,2 \text{ m/s}; \quad \delta = 18,7 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,6	0,037	0,592
1,7	27,2	0,091	0,712
2,7	30,1	0,145	0,788
4,7	32,6	0,251	0,854
6,7	34,7	0,358	0,898
8,7	36,2	0,465	0,947
10,7	36,8	0,572	0,964
12,7	37,4	0,678	0,978
14,7	37,8	0,785	0,990
16,7	38,0	0,893	0,995
18,7	38,2	1	1

$$\frac{x}{R} = 12,02$$

$$V_{\max} = 38,5 \text{ m/s}; \quad \delta = 20,5 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	23,8	0,034	0,618
1,7	29,2	0,083	0,758
2,7	30,6	0,132	0,795
3,7	32,7	0,180	0,850
4,7	33,7	0,230	0,875
6,7	35,1	0,330	0,912
8,7	36,6	0,420	0,950
10,7	37,0	0,520	0,961
12,7	37,7	0,620	0,980
14,7	38,1	0,715	0,990
16,7	38,2	0,810	0,993
18,7	38,3	0,910	0,995
20,5	38,5	1	1

$$\frac{x}{R} = 13,8$$

$$V_{\max} = 38,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 22,2 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	24,4	0,031	0,629
2,7	30,4	0,122	0,784
4,7	33,0	0,212	0,850
6,7	35,0	0,302	0,902
8,7	36,3	0,392	0,935
10,7	37,2	0,480	0,960
12,7	38,0	0,570	0,980
14,7	38,3	0,660	0,986
16,7	38,5	0,750	0,992
18,7	38,6	0,840	0,995
20,7	38,7	0,930	0,998
22,2	38,8	1	1

Tuyau cylindrique

$$\frac{x}{R} = 15,6$$

$$V_{\max} = 39,1 \text{ m/s}; \quad \delta = 24 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,7	0,029	0,581
2,7	29,7	0,112	0,760
4,7	33,8	0,196	0,865
6,7	35,2	0,280	0,900
8,7	36,4	0,362	0,930
10,7	37,8	0,445	0,967
12,7	38,2	0,530	0,977
14,7	38,4	0,620	0,982
18,7	38,9	0,780	0,995
22,7	39,0	0,950	0,998
24	39,1	1	1

$$\frac{x}{R} = 17,35$$

$$V_{\max} = 39,2 \text{ m/s}; \quad \delta = 26 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	23,7	0,027	0,605
2,7	29,5	0,104	0,753
4,7	32,6	0,180	0,832
6,7	34,6	0,260	0,884
8,7	35,8	0,335	0,914
12,7	38,0	0,490	0,970
16,7	38,8	0,640	0,990
20,7	39,0	0,800	0,995
26	39,2	1	1

$$\frac{x}{R} = 19,1$$

$$V_{\max} = 39,5 \text{ m/s}; \quad \delta = 28 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	23,8	0,025	0,603
2,7	29,9	0,096	0,757
4,7	32,3	0,168	0,819
6,7	33,9	0,239	0,859
10,7	37,0	0,382	0,936
14,7	38,0	0,524	0,962
18,7	38,7	0,668	0,980
22,7	39,3	0,811	0,995
28,0	39,5	1	1

$$\frac{x}{R} = 20,9$$

$$V_{\max} = 39,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 30 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	23,7	0,023	0,596
2,7	28,8	0,090	0,724
4,7	30,9	0,156	0,776
8,7	35,1	0,289	0,883
12,7	37,4	0,423	0,940
16,7	38,6	0,556	0,970
20,7	39,2	0,690	0,985
24,7	39,4	0,823	0,990
30	39,8	1	1

Tuyau cylindrique

$$\frac{x}{R} = 22,6$$

$$V_{\max} = 39,9 \text{ m/s}; \quad \delta = 32,2 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	23,2	0,022	0,582
4,7	31,4	0,146	0,787
8,7	34,8	0,270	0,873
12,7	36,9	0,394	0,925
16,7	38,7	0,519	0,970
20,7	38,9	0,642	0,975
24,7	39,5	0,766	0,990
28,7	39,7	0,892	0,995
32,2	39,9	1	1

$$\frac{x}{R} = 24,4$$

$$V_{\max} = 40,2 \text{ m/s}; \quad \delta = 35,6 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	23,9	0,020	0,594
4,7	31,3	0,132	0,779
8,7	33,2	0,244	0,826
12,7	36,2	0,356	0,901
16,7	38,1	0,469	0,947
20,7	39,5	0,581	0,980
24,7	39,8	0,694	0,991
28,7	40,0	0,806	0,995
35,6	40,2	1	1

$$\frac{x}{R} = 26,2$$

$$V_{\max} = 40,5 \text{ m/s}; \quad \delta = 37,8 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,9	0,018	0,565
4,7	31,1	0,124	0,769
8,7	33,6	0,230	0,830
12,7	37,0	0,336	0,915
16,7	38,0	0,442	0,939
20,7	38,8	0,548	0,959
24,7	39,5	0,654	0,975
28,7	39,7	0,760	0,980
32,7	40,1	0,865	0,991
37,8	40,5	1	1

$$\frac{x}{R} = 28$$

$$V_{\max} = 40,7 \text{ m/s}; \quad \delta = 39,8 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	21,2	0,018	0,522
4,7	30,4	0,118	0,747
8,7	34,1	0,219	0,838
12,7	35,3	0,319	0,868
16,7	36,8	0,420	0,905
20,7	38,1	0,520	0,937
24,7	38,8	0,621	0,954
28,7	39,3	0,722	0,967
32,7	39,8	0,822	0,978
36,7	40,3	0,923	0,992
39,8	40,7	1	1

Tuyau cylindrique

$$\frac{x}{R} = 29,7$$

$$V_{\max} = 40,9 \text{ m/s}; \quad \delta = 41,5 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,3	0,017	0,546
5,7	30,8	0,137	0,755
10,7	33,8	0,258	0,828
15,7	36,6	0,378	0,897
20,7	37,9	0,498	0,928
25,7	39,1	0,618	0,958
30,7	39,7	0,740	0,973
35,7	40,0	0,860	0,980
41,5	40,9	1	1

$$\frac{x}{R} = 31,5$$

$$V_{\max} = 41,1 \text{ m/s}; \quad \delta = 44 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22	0,016	0,535
5,7	31,2	0,130	0,758
10,7	35,4	0,240	0,861
15,7	36,8	0,380	0,895
20,7	37,8	0,470	0,920
25,7	39,8	0,580	0,967
30,7	40,0	0,700	0,973
35,7	40,5	0,810	0,985
40,7	40,9	0,920	0,995
44	41,1	1	1

$$\frac{x}{R} = 33,3$$

$$V_{\max} = 41,4 \text{ m/s}; \quad \delta = 47 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,8	0,015	0,551
5,7	32,6	0,131	0,788
10,7	35,4	0,228	0,855
15,7	37,8	0,334	0,914
20,7	38,8	0,440	0,939
25,7	39,2	0,547	0,948
30,7	40,2	0,654	0,972
35,7	40,4	0,760	0,975
40,7	40,9	0,866	0,987
47	41,4	1	1

$$\frac{x}{R} = 35$$

$$V_{\max} = 41,6 \text{ m/s}; \quad \delta = 48,5 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,4	0,014	0,538
5,7	32,3	0,117	0,777
10,7	35,2	0,223	0,846
15,7	37,2	0,324	0,895
20,7	38,9	0,427	0,935
25,7	39,3	0,529	0,945
30,7	39,9	0,633	0,970
35,7	40,6	0,737	0,975
40,7	40,8	0,840	0,980
45,7	41,2	0,943	0,992
48,5	41,6	1	1

Tuyau cylindrique

$$\frac{x}{R} = 36,8$$

$$V_{\max} = 41,8 \text{ m/s}; \quad \delta = 51 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,5	0,014	0,538
6,7	32,4	0,131	0,775
12,7	36,8	0,249	0,880
18,7	38,8	0,366	0,930
24,7	39,7	0,484	0,945
30,7	40,2	0,602	0,961
36,7	40,5	0,720	0,970
42,7	41,2	0,838	0,986
48,7	41,5	0,955	0,994
51	41,8	1	1

$$\frac{x}{R} = 38,6$$

$$V_{\max} = 42 \text{ m/s}; \quad \delta = 54 \text{ mm}$$

y	V	$\frac{y}{\delta}$	$\frac{V}{V_{\max}}$
0,7	22,7	0,013	0,540
6,7	32,4	0,124	0,772
12,7	36,0	0,235	0,856
18,7	38,0	0,346	0,905
24,7	39,3	0,457	0,935
30,7	40,1	0,569	0,955
36,7	41,2	0,680	0,980
42,7	41,5	0,791	0,988
48,7	41,7	0,902	0,993
54	42	1	1

Tableau des valeurs de $\frac{U}{V_{\max}}$ calculées par la formule :

$$\frac{U}{V_{\max}} = \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2 + \frac{\delta}{R} \left[2(1 - K') + \frac{\delta}{R} \left(\frac{K'}{2} - 1\right)\right] \quad \text{avec} \quad K' = 0,4343 K$$

 pour diverses valeurs de $\frac{\delta}{R}$ et de K ($0,12 \leq K \leq 0,30$)

$\frac{\delta}{R} \backslash K$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
0,12	0,990	0,980	0,971	0,963	0,955	0,948	0,941	0,934	0,928	0,922
0,14	0,988	0,976	0,966	0,956	0,947	0,938	0,930	0,922	0,915	0,908
0,16	0,986	0,974	0,962	0,950	0,939	0,930	0,921	0,911	0,903	0,896
0,18	0,985	0,971	0,957	0,944	0,932	0,920	0,910	0,900	0,891	0,883
0,20	0,983	0,967	0,951	0,939	0,924	0,912	0,899	0,888	0,877	0,868
0,22	0,981	0,964	0,947	0,932	0,917	0,903	0,890	0,878	0,867	0,857
0,24	0,979	0,960	0,943	0,925	0,910	0,895	0,880	0,867	0,855	0,844
0,26	0,978	0,957	0,938	0,919	0,902	0,885	0,871	0,855	0,842	0,831
0,28	0,976	0,954	0,933	0,914	0,894	0,878	0,860	0,845	0,830	0,818
0,30	0,974	0,951	0,928	0,907	0,887	0,867	0,849	0,834	0,818	0,805

Tableau des valeurs de Φ calculées par la formule :

$$\Phi = \left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^3 \frac{\delta}{R} \left[\frac{\delta}{R} \left[\zeta + \frac{\delta}{R} \right] \right] \quad \text{avec} \quad \zeta = 2 - 6 K' + 6 K'^2; \quad \xi = -0,5 + 0,75 K' - 0,375 K'^2$$

pour les mêmes valeurs de $\frac{\delta}{R}$ et de K

$\frac{\delta}{R} \backslash K$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
0,12	0,018	0,036	0,053	0,071	0,088	0,102	0,120	0,136	0,151	0,165
0,14	0,020	0,041	0,062	0,082	0,102	0,122	0,142	0,161	0,178	0,195
0,16	0,023	0,046	0,069	0,093	0,116	0,139	0,162	0,184	0,205	0,225
0,18	0,025	0,051	0,077	0,103	0,130	0,156	0,182	0,206	0,233	0,256
0,20	0,027	0,055	0,084	0,114	0,143	0,173	0,204	0,232	0,259	0,288
0,22	0,029	0,060	0,091	0,124	0,156	0,190	0,223	0,254	0,288	0,318
0,24	0,031	0,064	0,098	0,134	0,170	0,208	0,245	0,282	0,317	0,353
0,26	0,033	0,068	0,105	0,144	0,183	0,225	0,265	0,309	0,348	0,387
0,28	0,035	0,072	0,111	0,153	0,197	0,243	0,287	0,332	0,378	0,421
0,30	0,037	0,075	0,117	0,162	0,209	0,258	0,316	0,359	0,409	0,456

Pertes de charge expérimentales dans le tuyau cylindrique

α	K	$\frac{\delta}{R}$	$\frac{x}{R}$
4,95	0,248	0,17	0,060
6,73	0,276	0,18	0,0711
8,49	0,303	0,186	0,0815
10,27	0,331	0,206	0,093
12,02	0,362	0,22	0,1073
13,8	0,393	0,22	0,121
15,6	0,430	0,22	0,1338
17,35	0,467	0,22	0,146
19,1	0,505	0,22	0,1585
20,9	0,540	0,22	0,168
22,6	0,579	0,22	0,186
24,4	0,619	0,22	0,1963
26,2	0,655	0,22	0,210
28,0	0,697	0,22	0,224
29,7	0,739	0,22	0,238
31,5	0,780	0,22	0,252
33,3	0,823	0,22	0,265
35,0	0,870	0,22	0,2795
36,8	0,919	0,22	0,292
38,6	0,966	0,22	0,308
39,8	1	0,22	0,319

Calcul du gradient de pression dans un tuyau cylindrique en régime évolutif

$$1^{\circ} K = 0,12; \quad \lambda = 0,00348$$

$\frac{x}{R}$	α	$\frac{\delta}{R}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2$
5	0,0087	0,0475	1,01
10	0,0174	0,095	1,02
15	0,0261	0,1425	1,03
20	0,0348	0,195	1,039
25	0,0435	0,238	1,048
30	0,0522	0,290	1,059
35	0,0609	0,3375	1,069
40	0,0696	0,3875	1,076
45	0,0783	0,440	1,085
50	0,087	0,4875	1,095

$$2^{\circ} K = 0,16; \quad \lambda = 0,0062$$

$\frac{x}{R}$	α	$\frac{\delta}{R}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2$
5	0,0155	0,0725	1,02
10	0,031	0,1375	1,04
15	0,0465	0,2025	1,058
20	0,062	0,270	1,073
25	0,0776	0,3375	1,091
30	0,093	0,400	1,110
35	0,1086	0,4675	1,125
40	0,124	0,530	1,140
45	0,1395	0,600	1,155
50	0,155	0,6675	1,173

$$3^{\circ} K = 0,20; \quad \lambda = 0,00968$$

$\frac{x}{R}$	α	$\frac{\delta}{R}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2$
5	0,0242	0,0925	1,031
10	0,0484	0,177	1,062
15	0,0726	0,258	1,090
20	0,0968	0,342	1,12
25	0,121	0,4275	1,145
30	0,1451	0,510	1,175
35	0,1693	0,593	1,200
40	0,1935	0,672	1,225
45	0,2178	0,759	1,252
50	0,242	0,843	1,28

$$4^{\circ} K = 0,24; \quad \lambda = 0,01395$$

$\frac{x}{R}$	α	$\frac{\delta}{R}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2$
5	0,0349	0,1125	1,045
10	0,0698	0,22	1,092
15	0,1046	0,32	1,133
20	0,1395	0,418	1,175
25	0,1743	0,514	1,215
30	0,2092	0,605	1,253
35	0,244	0,700	1,291
40	0,279	0,795	1,328
45	0,3139	0,890	1,365
50	0,3485	0,986	1,400

$$5^{\circ} K = 0,28; \quad \lambda = 0,01895$$

$\frac{x}{R}$	α	$\frac{\delta}{R}$	$\left(\frac{V_{\max}}{U}\right)^2$
5	0,0473	0,138	1,068
10	0,0948	0,262	1,13
15	0,142	0,3775	1,188
20	0,1895	0,484	1,245
25	0,2368	0,590	1,295
30	0,284	0,695	1,35
35	0,331	0,7975	1,40

Tuyau cylindrique en fluide compressible

Calcul de K

$$K = 1,142 \left(\frac{U}{V_{\max}} \right) R^{-\frac{1}{8}} \quad \text{avec} \quad \frac{U}{V_{\max}} = 1 - 0,65 K$$

$$K = 1,142 R^{-\frac{1}{8}} (1 - 0,65 K) \quad \text{d'où} \quad K = \frac{1,142}{R^{\frac{1}{8}} + 0,744}$$

Exp.	R	$\log R$	$\frac{1}{R^{\frac{1}{8}}}$	K
1	371 000	5,569	4,97	0,20
2	440 000	5,643	5,06	0,197
3	497 000	5,696	5,14	0,195
4	493 500	5,693	5,14	0,195
5	544 000	5,736	5,20	0,193

(Les valeurs indiquées sur ce tableau et sur les suivants sont obtenues en lisant sur les courbes interpolant les points donnés par le calcul) (*fig. 110-111-112.*)

$\frac{x}{R}$	$V_{\max}$	$\frac{p_0}{p}$	$\frac{U}{V_{\max}}$	Φ	α	λ	$\frac{x}{R}$
Expérience n° 1							
0	141	1	1	0	0	0,0202	1
2	143,4	1,003	0,987	0,021	0,021	0,0203	3
4	145,5	1,0056	0,976	0,040	0,041	0,0205	5
6	147,6	1,0082	0,964	0,060	0,060	0,0207	7
8	149,6	1,011	0,953	0,080	0,081	0,0209	9
10	151,5	1,014	0,943	0,100	0,102	0,0213	11
12	153,3	1,0168	0,933	0,122	0,124	0,0221	13
14	155,1	1,0195	0,924	0,143	0,146	0,0230	15
16	156,8	1,0222	0,916	0,164	0,170	0,0240	16,7
17,4	158,1	1,024	0,912	0,182	0,187		

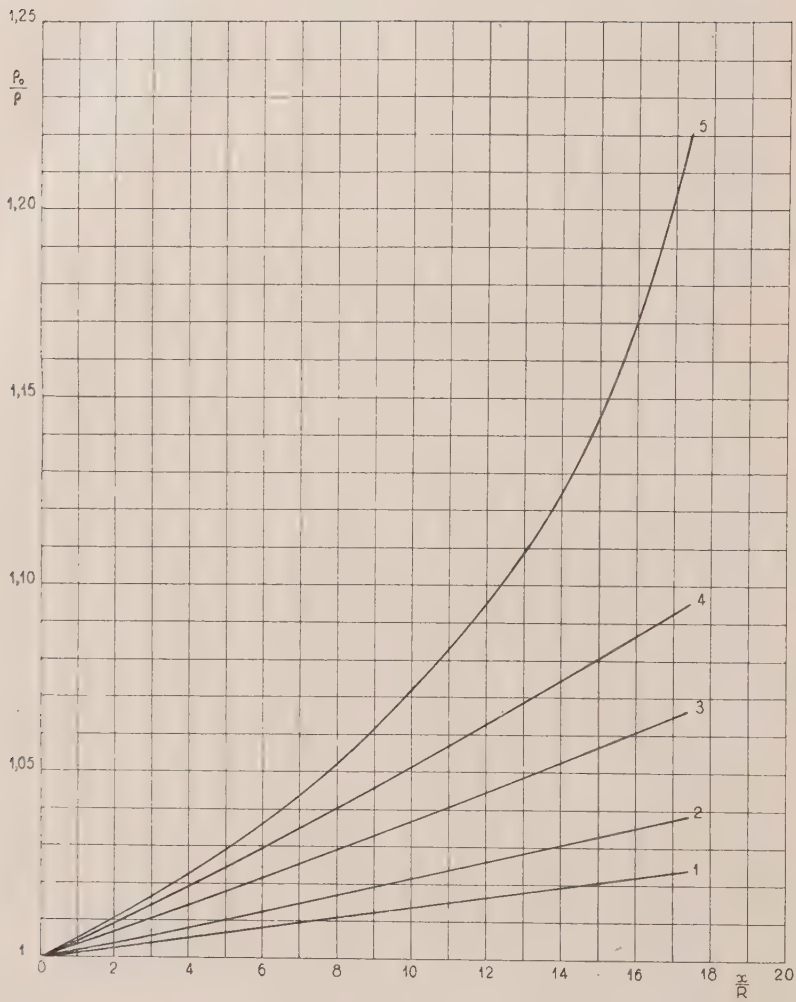


Fig. 110

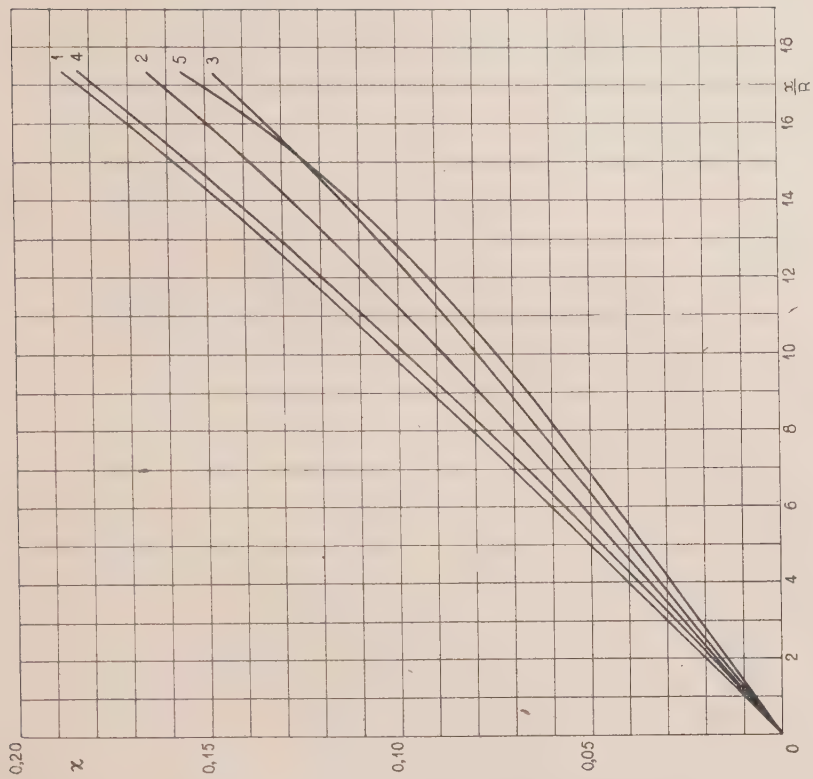


Fig. 112

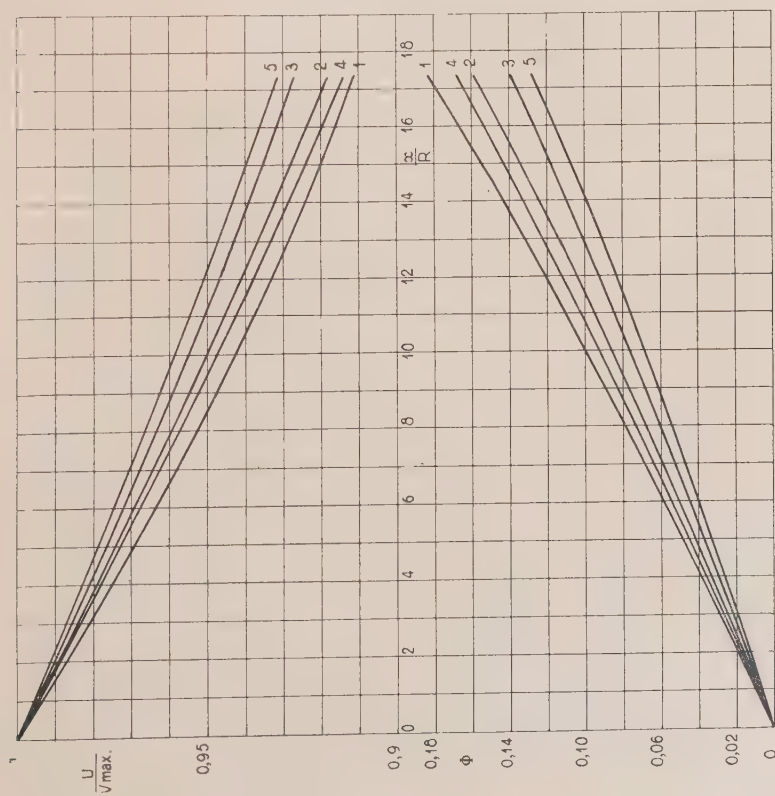


Fig. 111

Tuyau cylindrique en fluide compressible

$\frac{x}{R}$	$V_{\max}$	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{U}{V_{\max}}$	Φ	α	λ	$\frac{x}{R}$
Expérience n° 2							
0	172,2	1	1	0	0	0,0173	1
2	174,8	1,004	0,990	0,017	0,0175	0,0174	3
4	177,2	1,008	0,979	0,034	0,034	0,0176	5
6	180	1,012	0,969	0,051	0,052	0,0178	7
8	182,5	1,016	0,960	0,068	0,069	0,0182	9
10	185,1	1,021	0,950	0,086	0,088	0,0187	11
12	187,6	1,026	0,941	0,104	0,107	0,0197	13
14	190,2	1,0305	0,933	0,124	0,127	0,0208	15
16	192,8	1,035	0,924	0,144	0,149	0,0220	16,7
17,4	194,5	1,038	0,918	0,159	0,165		
Expérience n° 3							
0	199,2	1,0	1	0	0	0,0155	1
2	203	1,009	0,991	0,015	0,015	0,0156	3
4	206,4	1,015	0,981	0,030	0,031	0,0158	5
6	209,7	1,022	0,972	0,046	0,047	0,0160	7
8	213,2	1,029	0,964	0,060	0,063	0,0164	9
10	216,6	1,0365	0,955	0,076	0,079	0,0168	11
12	220	1,044	0,947	0,092	0,086	0,0173	13
14	223,5	1,052	0,939	0,110	0,115	0,0180	15
16	226,9	1,060	0,932	0,128	0,134	0,0187	16,7
17,4	229,3	1,067	0,927	0,140	0,148		

Tuyau cylindrique en fluide compressible

$\frac{x}{R}$	$V_{\max}$	$\frac{\rho_0}{\rho}$	$\frac{U}{V_{\max}}$	Φ	α	λ	$\frac{x}{R}$
Expérience n° 4							
0	212,3	1	1	0	0		
2	217	1,01	0,989	0,019	0,019	0,0186	1
4	221,8	1,02	0,978	0,036	0,037	0,0188	3
6	226,5	1,03	0,967	0,054	0,056	0,0190	5
8	231,3	1,041	0,957	0,073	0,067	0,0193	7
10	236	1,052	0,948	0,093	0,098	0,0196	9
12	240,8	1,063	0,938	0,112	0,119	0,0201	11
14	245,6	1,075	0,928	0,134	0,142	0,0209	13
16	250,4	1,087	0,919	0,152	0,166	0,0220	15
17,4	253,6	1,095	0,914	0,167	0,183	0,0231	16,7
Expérience n° 5							
0	238,5	1	1	0	0		
2	243	1,011	0,992	0,014	0,014	0,0140	1
4	248	1,022	0,983	0,028	0,028	0,0142	3
6	253,5	1,036	0,975	0,040	0,043	0,0144	5
8	259,2	1,052	0,967	0,055	0,058	0,0147	7
10	266	1,071	0,959	0,069	0,074	0,0153	9
12	274	1,095	0,951	0,084	0,092	0,0164	11
14	284	1,125	0,943	0,100	0,112	0,0184	13
16	298,5	1,170	0,936	0,116	0,136	0,0210	15
17,4	312	1,220	0,931	0,128	0,156	0,0236	16,7

Tuyau cylindrique en fluide compressible

Calcul des valeurs moyennes de λ (de $\frac{x}{R} = 0$ à $\frac{x}{R} = 16$)

$$\text{avec } \Delta \frac{x}{R} = 2; \quad \lambda = \frac{\chi}{\sum \frac{\rho_0}{\rho}}$$

$\frac{x}{R}$	$\frac{\rho_0}{\rho}$ Exp. 1	$\frac{\rho_0}{\rho}$ Exp. 2	$\frac{\rho_0}{\rho}$ Exp. 3	$\frac{\rho_0}{\rho}$ Exp. 4	$\frac{\rho_0}{\rho}$ Exp. 5
1	1,0012	1,0020	1,0038	1,0046	1,0051
3	1,0021	1,0060	1,0112	1,0147	1,0161
5	1,0070	1,0100	1,0186	1,0249	1,0287
7	1,0110	1,0143	1,0260	1,0350	1,0437
9	1,0125	1,0189	1,0330	1,0460	1,0615
11	1,0152	1,0237	1,0402	1,0573	1,0826
13	1,0180	1,0281	1,0479	1,0690	1,1088
15	1,0209	1,0328	1,0559	1,0807	1,1450
$\sum \frac{\rho_0}{\rho}$	8,0879	8,1358	8,2366	8,3322	8,4915

Exp.	χ	$\sum \frac{\rho_0}{\rho}$	λ_{moy}	$\log 100 \lambda$
1	0,1695	8,0879	0,021	0,322
2	0,149	8,1358	0,0182	0,264
3	0,134	8,2366	0,0163	0,212
4	0,166	8,3322	0,0199	0,300
5	0,136	8,4915	0,0160	0,204

Valeurs de $\frac{T}{T_{00}}$ en fonction de $\frac{p}{p_{00}}$ pour la détente d'air saturé d'humidité
 en supposant que l'air n'est jamais sursaturé (t désigne la température initiale) (fig. 113)

$\frac{p}{p_{00}} \backslash t$	30° C	20° C	15° C	10° C	5° C	0°	— 10°
0,9	0,989	0,986	0,985	0,984	0,982	0,980	0,977
0,8	0,975	0,972	0,969	0,964	0,962	0,955	0,949
0,7	0,961	0,953	0,949	0,945	0,936	0,930	0,917
0,6	0,946	0,932	0,928	0,920	0,908	0,897	0,880
0,5	0,927	0,912	0,905	0,887	0,883	0,858	0,838

Calcul de $\frac{\rho}{\rho_{00}}$ en fonction de $\frac{p}{p_{00}}$

$\frac{p}{p_{00}}$	$\frac{T}{T_{00}}$	$\frac{V_1}{V_{00}}$	P	$\frac{V_1}{V_{00}}$	$\frac{V}{V_{00}}$	$\frac{\rho}{\rho_{00}}$	$\log \frac{\rho}{\rho_{00}}$
$t = 30^\circ \text{C}$							
0,8	0,989	1,051	25,30	0,038	1,089	0,920	1,964
0,8	0,975	1,166	20,30	0,038	1,204	0,830	1,919
0,7	0,961	1,313	15,70	0,037	1,350	0,741	1,870
0,6	0,946	1,510	11,60	0,036	1,546	0,647	1,811
0,5	0,927	1,744	8,10	0,035	1,809	0,553	1,743
d'où $\gamma' = 1,176$.							
$t = 20^\circ \text{C}$							
0,9	0,986	1,070	13,48	0,020	1,090	0,917	1,962
0,8	0,970	1,186	10,01	0,018	1,204	0,830	1,919
0,7	0,953	1,330	7,14	0,016	1,346	0,744	1,871
0,6	0,932	1,519	4,89	0,015	1,534	0,652	1,814
0,5	0,912	1,781	3,18	0,013	1,794	0,557	1,746
d'où $\gamma' = 1,193$.							
$t = 15^\circ \text{C}$							
0,9	0,985	1,073	9,70	0,014	1,087	0,920	1,964
0,8	0,969	1,189	7,14	0,013	1,202	0,830	1,920
0,7	0,949	1,331	4,89	0,011	1,342	0,745	1,872
0,6	0,928	1,528	3,13	0,009	1,537	0,651	1,814
0,5	0,905	1,779	1,93	0,008	1,787	0,560	1,748
d'où $\gamma' = 1,200$.							

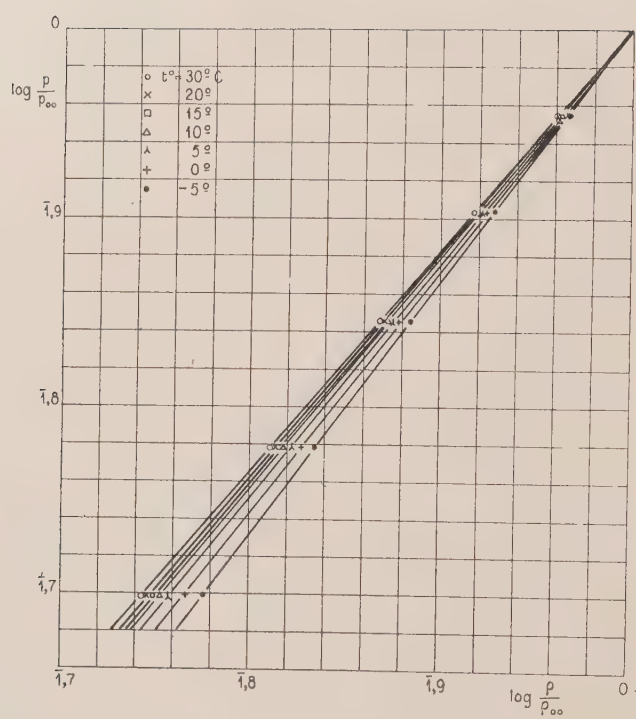


Fig. 113

Tableau des valeurs de σ en fonction de $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$ pour diverses valeurs de γ'

γ' $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$	1,4	1,35	1,3	1,25	1,2	1,15	1,1
0,450	1,0013	1,0004	1,0001				
0,425	1,0048	1,0033	1,0018	1,0010	1,0002		
0,400	1,0116	1,0092	1,0067	1,0048	1,0029	1,0017	1,0008
0,375	1,0213	1,0181	1,0148	1,0120	1,0090	1,0064	1,0039
0,350	1,0346	1,0303	1,0263	1,0224	1,0183	1,0145	1,0111
0,325	1,0515	1,0465	1,0415	1,0365	1,0314	1,0269	1,0222
0,300	1,0727	1,0668	1,0608	1,0551	1,0490	1,0430	1,0375
0,275	1,0991	1,0922	1,0855	1,0784	1,0713	1,0643	1,0573
0,250	1,1313	1,1239	1,1159	1,1079	1,0998	1,0914	1,0825

Tableau des valeurs de $\frac{p_{00} - p}{p_{00}}$ en fonction de M pour diverses valeurs de γ'

γ' M	1,4	1,35	1,3	1,25	1,2	1,15	1,1
0,60	0,216	0,210	0,204	0,198	0,191	0,185	0,178
0,65	0,247	0,241	0,234	0,227	0,220	0,213	0,205
0,70	0,279	0,272	0,265	0,257	0,251	0,242	0,234
0,75	0,311	0,304	0,296	0,288	0,280	0,272	0,263
0,80	0,344	0,336	0,328	0,319	0,311	0,302	0,293
0,85	0,377	0,368	0,360	0,351	0,342	0,333	0,323
0,90	0,409	0,400	0,392	0,383	0,373	0,364	0,354
0,95	0,441	0,432	0,423	0,414	0,405	0,396	0,385
1	0,472	0,463	0,454	0,445	0,436	0,426	0,415
1,05	0,502	0,494	0,485	0,476	0,466	0,457	0,446
1,10	0,531	0,523	0,515	0,506	0,496	0,486	0,476

Contrôle expérimental de la détente en air humide.

ESSAI N° 1.

Col $\varnothing = 39,75$ dans la veine $\varnothing = 40$ mm, d'où $\sigma = 1,0126$;

$$(p_{00} - p)_{\max} = 294,5 \text{ mm Hg}; \quad p_{00} = 752 \text{ mm Hg}; \quad t = 10^\circ \text{ C}; \quad e = 70.$$

$$\gamma'_{\text{exp}} = 1,370; \quad \Delta \gamma'_{\text{exp}} = 1,404 - 1,370 = 0,034;$$

$$\Delta \gamma'_{\text{th}} = 0,7 (1,404 - 1,217) = 0,131.$$

$$\underline{k = 0,260.}$$

ESSAI N° 2.

Même col. $p_{00} = 754$ mm Hg; $t = 3^\circ \text{ C}$; $e = 83$;

$$\frac{p_{00} - p}{p_{00}} = 0,3925.$$

$$\gamma'_{\text{exp}} = 1,373; \quad \Delta \gamma'_{\text{exp}} = 0,031;$$

$$\Delta \gamma'_{\text{th}} = 0,83 (1,404 - 1,263) = 0,117.$$

$$\underline{k = 0,265.}$$

ESSAI N° 3.

Col $\varnothing = 39,15$; $\sigma = 1,012$; $p_{00} = 754$ mm Hg; $t = 3^\circ \text{ C}$; $e = 83$;

$$\frac{p_{00} - p}{p_{00}} = 0,334.$$

$$\gamma'_{\text{exp}} = 1,372; \quad \Delta \gamma'_{\text{exp}} = 0,032;$$

$$\Delta \gamma'_{\text{th}} = 0,117.$$

$$\underline{k = 0,273.}$$

ESSAI N° 4.

Col $\varnothing = 38,80$; $\sigma = 1,061$; $p_{00} = 754$ mm Hg; $t = 3^\circ \text{ C}$; $e = 83$;

$$\frac{p_{00} - p}{p_{00}} = 0,3095.$$

$$\gamma'_{\text{exp}} = 1,374; \quad \Delta \gamma'_{\text{exp}} = 0,030;$$

$$\Delta \gamma'_{\text{th}} = 0,117.$$

$$\underline{k = 0,256.}$$

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

ÉTUDE DES EXTENSOMÈTRES A FIL RÉSISTANT

Vu et approuvé :

Paris, le 16 mai 1948.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. CABANNES

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean SARRAILH





IMPRIMERIE